

SÉRIE A, N° 1282

N° D'ORDRE :

2151

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. Gaston DUPOUY

Agrégé des sciences physiques

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES PROPRIÉTÉS
MAGNÉTIQUES DES CRISTAUX. CONTRIBUTION A LA
MESURE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 Décembre 1930 devant la Commission d'examen

MM. COTTON.....	<i>Président</i>
FABRY.....	} <i>Examineurs.</i>
MAUGUIN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1930

SÉRIE A, N° 1282

N° D'ORDRE :

2151

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. Gaston DUPOUY

Agrégé des sciences physiques

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES PROPRIÉTÉS
MAGNÉTIQUES DES CRISTAUX. CONTRIBUTION A LA
MESURE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Décembre 1930 devant la Commission d'examen

MM. COTTON.....	<i>Président</i>
FABRY.....	} <i>Examineurs.</i>
MAUGUIN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1930

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... G. MAURAIN, *Professeur*; Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

<i>Profess. honoraires.</i>	}	A. JOANNIS.	A. FERNBACH.
		H. LE CHATELIER.	A. LEDUC.
		H. LEBESGUE.	E. HEROUARD.



Professeurs

ÉMILE PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale
E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
P. JANET.....	Electrotechnique générale.
F. WALLERANT...	Minéralogie.
P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
G. URBAIN.....	Chimie générale.
ÉMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
L. MARCHIS.....	Aviation.
JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
H. ABRAHAM.....	Physique.
M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
E. VESSIOT.....	Théorie des fonct. et th. des transf.
A. COTTON.....	Physique générale.
J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie
CHARLES FABRY...	Physique.
CHARLES PÉREZ...	Zoologie.
LÉON BERTRAND...	Géolog. structurale et géolog. appliquée
R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
E. BLAISE.....	Chimie organique.
P.-A. DANGEARD...	Botanique.
P. MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
P. WINTREBERT...	Anatomie et histologie comparées.
O. DUBOSCQ.....	Biologie maritime.
G. JULIA.....	Mathématiques générales.
A. MAILHE.....	Etude des combustibles.
L. LUTAUD.....	Géogr. physique et géol. dynamique.
EUGÈNE BLOCH.....	Physique théorique et phys. céleste.
HENRI VILLAT.....	Mécanique des fluides et applications.
CH. JACOB.....	Géologie.
P. PASCAL.....	Chimie minérale
LÉON BRILLOUIN..	Théories physiques.
V. AUGER.....	Chimie appliquée.
E. ESCLANGON...	Astronomie.

E. PÉCHARD....	Chimie (Ens. P. C. N.)	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
M. GUICHARD....	Chimie minérale.	M. JAVILLIER....	Chimie biologique.
A. GUILLET.....	Physique.	A. DUFOUR.....	Physique (P. C. N.).
C. MAUGUIN....	Minéralogie.	F. PICARD.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
L. BLARINGHEM	Botanique	ROBERT-LÉVY...	Zoologie.
A. MICHEL-LÉVY	Pétrographie.	L. DUNOYER....	Optique appliquée.
G. DEREIMS....	Géologie.	A. GUILLIERMOND	Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY.....	Calcul diff. et int.	A. DEBIERNE....	Radioactivité.
H. BENARD.....	Physique (P. C. N.).	M. FRECHET....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
E. DARMOIS....	Physique.	M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organique.
G. BRUHAT.....	Physique.		
H. MOUTON.....	Chimie physique.		

Secrétaire..... A. PACAUD

A MA MÈRE

Témoignage de profonde affection.

A MON MAITRE

Monsieur A. COTTON

Membre de l'Institut
Directeur du Laboratoire de Recherches Physiques
de la Sorbonne.

Témoignage d'affectueuse reconnaissance.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CRISTAUX. CONTRIBUTION A LA MESURE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES

Par M. G. DUPOUY

INTRODUCTION

Les recherches qui font l'objet de ce travail ont été entreprises dans le but d'étudier d'une manière générale l'action des champs magnétiques sur les substances cristallisées.

Lorsqu'un cristal magnétiquement anisotrope est placé dans un champ magnétique, il est soumis à une force et à un couple qui tend à l'orienter d'une façon définie par rapport aux lignes de force du champ.

J'avais pensé que ces actions, faciles à constater sur un cristal, doivent également se manifester sur une solution du même corps où se forment des cristaux et qu'il peut en résulter pour ceux-ci une modification de leur structure cristalline.

Faraday avait déjà exprimé cette opinion. Tyndall dans un de ses ouvrages ⁽¹⁾ le rappelle en ces termes : « Il regarde un cristal dirigé par l'électro-aimant. De sa masse, il passe par la pensée à ses atomes et se demande si la force qui peut ainsi se saisir des molécules cristallines, après

(1) TYNDALL. *Diamagnetism and magne-crystalline action*. Laymann Green and Co, édit. London, 1870.

qu'elles aient été fixées dans leurs propres positions, par la force de cristallisation, ne pourrait pas, quand elles sont libres, être capable de déterminer leur arrangement ». Faraday fit même quelques essais dans cette voie, mais il échoua dans ses tentatives⁽¹⁾.

Des expériences de ce genre furent ensuite entreprises par Mayer⁽²⁾ et par T. C. Porter⁽³⁾ sans résultat bien définitif toutefois.

J'ai fait agir le champ magnétique, sur des solutions de sels paramagnétiques s'évaporant lentement entre les pièces polaires d'un électro-aimant. On peut penser, en effet, que les forces qui se manifestent sur ces substances à l'état cristallisé seront assez grandes pour modifier l'action des forces inter-atomiques au moment de la cristallisation.

Mes expériences ont porté, tout d'abord, sur les sulfates des métaux ferromagnétiques. Ces corps ont, comme on le sait, pour formule générale : SO^4M , $7\text{H}^2\text{O}$, ou « M » désigne l'un des métaux suivants : fer, nickel ou cobalt. Ils cristallisent dans le système orthorhombique. J'ai également essayé les sulfates doubles de ces métaux avec l'ammonium, de formule : SO^4M , $\text{SO}^4(\text{NH}^4)^26\text{H}^2\text{O}$, ou « M » a la même signification que précédemment. Ces sulfates appartiennent à la série magnésienne et ils cristallisent dans le système monoclinique.

Les dissolutions de ces corps étaient placées dans de petites cuves en laiton ou en verre maintenues dans l'entrefer de l'électro-aimant. Parfois également la cristallisation s'opérait sur des lames de verre sur lesquelles quelques gouttes de la solution avaient été déposées. Ceci m'a permis

(¹) FARADAY. Les actions magnéto-cristallines. *Proc. Roy. Soc.*, 7 déc. 1848; *Phil. Mag.*, t. XXXIV, 1848, p. 45; *Phil. Trans.*, 1849, p. 1.

(²) MAYER. *Wiener Berichte*, 1899.

(³) T. C. PORTER. *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXIII, 1904, p. 5.

d'examiner ensuite par des procédés optiques les cristaux formés.

J'ai utilisé dans ces expériences des champs magnétiques atteignant 30 000 gauss.

Les cristaux qui prennent naissance par évaporation lente des solutions, sont manifestement orientés par le champ magnétique. L'observation au microscope, révèle sur les lames de verre la présence de plusieurs rangées de prismes allongés, parallèles aux lignes de force. Ceci est particulièrement net dans le cas du sulfate double de nickel et d'ammonium SO_4Ni , $\text{SO}_4(\text{NH}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. De plus, au microscope polarisant et en lumière parallèle, les préparations s'éteignent entièrement, entre nicols croisés pour une même position de l'analyseur. Mais il ne m'est pas possible toutefois, de dire actuellement s'il s'agit là d'une simple orientation par le champ de cristaux déjà formés ou d'un changement dans la structure elle-même.

Il faudra, sans doute, pour arriver à ce résultat employer des champs magnétiques plus intenses que ceux que j'utilisais et les cristallisations devront être faites très lentement, afin d'obtenir des cristaux isolés assez gros permettant, soit par leur examen microscopique, soit par l'étude de leur structure aux rayons X, de déceler des modifications cristallines.

Comme étude préparatoire et dans le but de déterminer les substances qui, par leur forte anisotropie magnétique, sont susceptibles de fournir les meilleurs résultats, j'ai entrepris la mesure des coefficients d'aimantation de quelques cristaux paramagnétiques.

Ces mesures ont d'ailleurs un grand intérêt, puisqu'elles fournissent des renseignements sur les propriétés magnétiques des cristaux et qu'elles apportent ainsi une contribution aux théories actuelles du magnétisme.

En outre, on pouvait espérer utiliser les actions subies par les cristaux dans les champs magnétiques pour la mesure de

ceux-ci. M. Cotton a signalé ⁽¹⁾ l'intérêt qu'il y aurait à réaliser un appareil basé sur les actions magnéto-cristallines pour mesurer les champs magnétiques. C'est sur ses conseils que j'ai mis au point un tel appareil : il permet de connaître la valeur d'un champ magnétique, par une simple lecture sur une graduation. J'ai donné à cet appareil le nom de « Gaussmètre ».

Le travail suivant se divisera donc en deux parties essentielles. Dans la première, je décrirai la méthode expérimentale utilisée pour la mesure des coefficients d'aimantation des cristaux et j'indiquerai quels sont les résultats de ces mesures. Dans la deuxième, je traiterai de l'application de l'étude précédente à la construction et au fonctionnement du « Gaussmètre ».

Ce travail a été fait au Laboratoire de Recherches Physiques à la Sorbonne, sous la direction de M. Cotton. Je suis heureux de pouvoir lui exprimer ici toute ma respectueuse reconnaissance pour l'intérêt qu'il a bien voulu témoigner à mes recherches et pour les précieux conseils qu'il m'a donnés.

Je remercie M. Mauguin, professeur de minéralogie, qui a bien voulu me confier quelques cristaux et dont les avis m'ont été très utiles.

Jé remercie également M. Aubert, chef des travaux, M. Andant qui m'a très amicalement aidé au cours de mes expériences, ainsi que tout le personnel du Laboratoire.

(1) A. COTTON. Symétrie des cristaux et symétrie moléculaire. Conférence faite en 1914 devant la Société Française de Physique dans le volume *Les Progrès de la Physique Moléculaire*, Gauthier-Villars, Paris, 1917, p. 114.

PREMIÈRE PARTIE

MESURE DES COEFFICIENTS D'AIMANTATION DES CRISTAUX

Les mesures qui vont être décrites portent exclusivement sur des corps paramagnétiques. L'action des champs magnétiques est cependant, comme on le sait, beaucoup plus générale, car la majorité des cristaux, paramagnétiques ou diamagnétiques, sont soumis dans les champs uniformes à des couples magnéto cristallins.

Mais les coefficients principaux d'aimantation des cristaux diamagnétiques, ne sont pas suffisamment élevés en valeur absolue pour l'application que j'avais immédiatement en vue et j'ai recherché surtout des corps présentant une anisotropie magnétique très marquée, se traduisant par une différence aussi élevée que possible entre les coefficients principaux d'aimantation de la substance.

J'ai fait une étude très soignée d'un petit nombre de ces cristaux. Ce sont : la *sidérose* ou carbonate de fer CO^3Fe ; la *dialogite* ou carbonate de manganèse CO^3Mn et l'*oligiste* ou oxyde de fer ferrique Fe^2O^3 .

Les coefficients d'aimantation de ces cristaux étant fonction de la température, une étude systématique de leurs variations thermiques a été faite pour chaque direction principale du cristal.

CHAPITRE PREMIER

Méthodes de mesure

Les méthodes de mesure des coefficients principaux d'aimantation d'un cristal, sont peu nombreuses. Il faut surmonter alors en effet, outre les difficultés que l'on rencontre pour la mesure de ces coefficients dans le cas des corps isotropes, celles qui proviennent du fait que l'orientation des axes de symétrie du milieu cristallisé par rapport au champ, doit être rigoureusement définie. Il y aurait évidemment intérêt, à ce point de vue, à placer le cristal au moment de la mesure dans un champ magnétique uniforme; car c'est le seul cas où l'orientation relative des lignes de force du champ et des axes cristallographiques se trouve parfaitement fixée.

1. Méthode dynamique de P. Sève. — P. Sève⁽¹⁾ a indiqué une méthode permettant la mesure des coefficients d'aimantation des cristaux en réalisant la condition de champ uniforme. Elle consiste dans la mesure de la variation d'énergie potentielle d'un cristal placé dans le champ magnétique et hors de celui-ci. On peut, par exemple, emmagasiner cette énergie potentielle dans un fil de torsion; celui-ci se tord d'un angle α et l'on a :

$$\frac{1}{2} m \chi \mathcal{H}^2 = C\alpha,$$

⁽¹⁾ P. SÈVE. *Annales de Physique et de Chimie*, 8^e série, t. XXVII, 1912, p. 227.

m désignant la masse du cristal ; $\chi_{\mathcal{H}}$ le coefficient d'aimantation suivant la direction du champ magnétique $\mathcal{H}$ et C la constante de torsion du fil.

En plaçant successivement chacune des directions principales du cristal parallèlement au champ, on peut donc mesurer les trois coefficients d'aimantation. Le champ dans lequel se trouve la substance, au moment de la mesure, intervenant seul on pourra s'arranger pour que celui-ci soit uniforme. L'orientation relative des axes du cristal et des lignes de force du champ étant la même pour toute l'étendue de la substance, les mesures se font dans d'excellentes conditions.

Cette méthode est donc très bonne pour des expériences réalisées à la température ambiante ; mais elle se prête difficilement à l'étude de la variation thermique des coefficients d'aimantation et je n'ai pu l'utiliser.

2. Méthode de P. Weiss. — Je montrerai, plus loin, que lorsqu'un cristal est placé dans un champ magnétique uniforme, il est soumis à un couple qui dépend du carré de l'intensité du champ magnétique, de la direction de celui-ci dans la substance et de la *différence* des coefficients d'aimantation du cristal pris *deux à deux*. La mesure du couple permet donc de connaître la différence de ces coefficients. Mais, cette méthode, d'une application facile et très sûre, est insuffisante pour fournir chacun des coefficients du corps étudié. S'il y a n de ces coefficients elle ne donne en effet que $n-1$ équations indépendantes entre eux-ci.

On se trouve donc obligé d'avoir recours à une expérience supplémentaire.

3. Mesure du coefficient moyen. — Certains auteurs ⁽¹⁾ mesurent alors, par exemple, la moyenne des trois coefficients d'aimantation principaux. Ils opèrent sur des poudres cristallines convenablement tassées dans un récipient approprié. Si les différents cristaux élémentaires sont très nombreux et suffisamment petits ; si, de plus, ils sont répartis de façon identique suivant toutes les directions, la substance apparaît alors comme isotrope par compensation et il est facile de démontrer que le coefficient moyen, χ_m , ainsi mesuré, est égal à : $\frac{\chi_1 + \chi_2 + \chi_3}{3}$; χ_1, χ_2, χ_3 , désignant les coefficients d'aimantation suivant les trois directions principales choisies dans un cristal isolé. Soient en effet $\alpha\beta\gamma$ les cosinus directeurs du champ $\mathcal{H}$ par rapport à ces trois axes $oxyz$; ses composantes XYZ ont pour valeur :

$$\begin{cases} X = \alpha \mathcal{H} \\ Y = \beta \mathcal{H} \\ Z = \gamma \mathcal{H} \end{cases}$$

elles produisent des aimantations :

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_1 &= \chi_1 \alpha \mathcal{H} \\ \mathfrak{J}_2 &= \chi_2 \beta \mathcal{H} \\ \mathfrak{J}_3 &= \chi_3 \gamma \mathcal{H}. \end{aligned}$$

L'aimantation résultante dans la direction du champ $\mathcal{H}$ est donc :

$$\mathfrak{J} = (\chi_1 \alpha^2 + \chi_2 \beta^2 + \chi_3 \gamma^2) \mathcal{H} = \chi_{\mathcal{H}} \mathcal{H}$$

$\chi_{\mathcal{H}}$ désignant le coefficient d'aimantation compté suivant le champ. Ce qui donne :

$$\chi_{\mathcal{H}} = \chi_1 \alpha^2 + \chi_2 \beta^2 + \chi_3 \gamma^2.$$

⁽¹⁾ K. ONNES, *Leiden. Comm.*, n° 139 ; L. C. JACKSON, *Leiden. Comm.*, n° 163 ; L. C. JACKSON, *Proc. Roy. Soc.*, sér. A, vol. 224, 1923, p. 1-48 ; G. FOËX, *Annales de Physique*, 9^e série, T. 16, 1921.

Soient alors trois directions rectangulaires quelconques du champ définies par les cosinus directeurs :

$$\alpha_1\beta_1\gamma_1; \alpha_2\beta_2\gamma_2; \alpha_3\beta_3\gamma_3.$$

Le coefficient d'aimantation suivant chacune de ces directions a pour expression :

$$\chi_{\mathcal{H}(1)} = \chi_1\alpha_1^2 + \chi_2\beta_1^2 + \chi_3\gamma_1^2$$

$$\chi_{\mathcal{H}(2)} = \chi_1\alpha_2^2 + \chi_2\beta_2^2 + \chi_3\gamma_2^2$$

$$\chi_{\mathcal{H}(3)} = \chi_1\alpha_3^2 + \chi_2\beta_3^2 + \chi_3\gamma_3^2.$$

La moyenne des coefficients $\chi_{\mathcal{H}}$ dans ces trois directions est alors :

$$\begin{aligned} \chi_m = \frac{1}{3} \left(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 \right) \chi_1 \\ + \frac{1}{3} \left(\beta_1^2 + \beta_2^2 + \beta_3^2 \right) \chi_2 + \frac{1}{3} \left(\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2 \right) \chi_3 \end{aligned}$$

ou :

$$\chi_m = \frac{\chi_1 + \chi_2 + \chi_3}{3}.$$

Dans les mesures sur les poudres cristallines isotropes par compensation, c'est χ_m que l'on mesure et cette méthode, jointe à la précédente, fournira donc individuellement les coefficients χ_1, χ_2, χ_3 .

Cette méthode peut être mise en œuvre en appliquant l'un des procédés de mesure que l'on utilise dans le cas des corps isotropes ; par exemple : la méthode de Faraday ou celle du cylindre de Gouy ⁽¹⁾. Dans ces expériences, il est indispensable que les poudres cristallines soient convenablement tassées, afin d'éviter une orientation privilégiée des petits cristaux qui la composent ; cette orientation aurait en effet pour résultat de détruire l'isotropie par compensation.

⁽¹⁾ Gouy, Sur l'énergie potentielle magnétique et la mesure des coefficients d'aimantation. *C. R.*, t. 109, 1889, p. 935.

On peut enfin employer directement la méthode générale de Faraday qui consiste, comme on le sait, dans la mesure de la force subie par le corps dans un champ magnétique non uniforme. Cette méthode est toutefois d'une application délicate, même dans le cas des substances isotropes, quand il s'agit de faire des mesures absolues. Par contre, elle paraît être excellente pour les mesures relatives. Je l'ai utilisée pour trouver le *rapport* des coefficients principaux d'aimantation de chaque cristal. Cette mesure, jointe à celle du couple subi par le cristal dans un champ magnétique uniforme, permet donc de connaître séparément chacun des coefficients principaux d'aimantation.

4. Théorie des méthodes de mesure dans le cas des cristaux. — Calculons l'énergie potentielle d'un cristal de volume v placé dans un champ magnétique. Pour plus de généralité, le champ sera supposé de forme quelconque et le cristal biaxe.

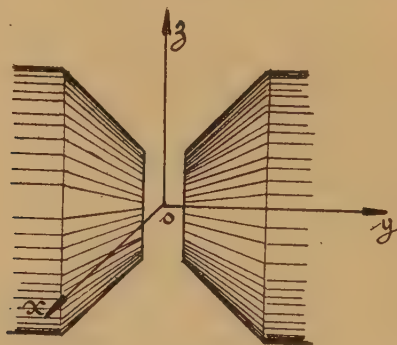


Fig. 1.

Soient χ_1, χ_2, χ_3 , les susceptibilités principales du cristal. Prenons comme origine des coordonnées (fig. 1) le centre géométrique du champ magnétique, les axes de référence sont ainsi définis : ox et oz se trouvent tous deux dans le plan de symétrie de l'électro-aimant, ox étant horizontal et

oz vertical. Quant à oy , il se confond alors avec l'axe de symétrie des pièces polaires. Les axes principaux de symétrie du cristal ont en général une orientation quelconque par rapport aux axes de référence et font avec ceux-ci des angles de cosinus directeurs $\alpha\beta\gamma$; $\alpha'\beta'\gamma'$; $\alpha''\beta''\gamma''$.

Supposons que le centre du cristal se trouve placé en un point M de coordonnées x, y, z . Les composantes du champ $\mathcal{H}$ au point considéré ont respectivement pour valeur X, Y, Z ; ce sont des fonctions des coordonnées x, y, z .

Si nous désignons par $ox' oy' oz'$ la direction des axes du cristal, les composantes du champ magnétique ont respectivement pour valeur dans ce nouveau système d'axes :

$$\begin{cases} X' = \alpha X + \beta Y + \gamma Z \\ Y' = \alpha' X + \beta' Y + \gamma' Z \\ Z' = \alpha'' X + \beta'' Y + \gamma'' Z \end{cases}$$

L'énergie potentielle d'un élément de volume dv du cristal a dès lors pour expression :

$$(1) \quad d\mathcal{E} = -\frac{1}{2} (\kappa_1 X'^2 + \kappa_2 Y'^2 + \kappa_3 Z'^2) dv$$

et pour le cristal tout entier :

$$(2) \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{2} \iiint_v (\kappa_1 X'^2 + \kappa_2 Y'^2 + \kappa_3 Z'^2) dv$$

la somme étant étendue au volume v .

L'intégrale peut être difficile à calculer dans le cas général, car les composants X', Y', Z' du champ suivant les axes du cristal ne gardent pas une valeur constante dans l'étendue du cristal tout entier. Cependant si celui-ci est suffisamment petit, on peut considérer que X', Y', Z' varient très peu d'un point à l'autre et les remplacer par leur valeur moyenne $\bar{X}', \bar{Y}', \bar{Z}'$, dans le volume v . L'expression de l'énergie potentielle devient alors :

$$(3) \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{2} (\kappa_1 \bar{X}'^2 + \kappa_2 \bar{Y}'^2 + \kappa_3 \bar{Z}'^2) v$$

ou bien, en introduisant les coefficients principaux d'aimantation χ_1, χ_2, χ_3 , liés aux coefficients de susceptibilité et à la densité d par les relations du type $\kappa_1 = \chi_1 d$, etc...

$$(4) \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{2} (\chi_1 \bar{X}'^2 + \chi_2 \bar{Y}'^2 + \chi_3 \bar{Z}'^2) m,$$

où m désigne la masse du cristal.

5. Force s'exerçant suivant l'un quelconque des axes. — L'expression de la force qui s'exerce sur le cristal et dirigée suivant l'un quelconque des axes, ox par exemple, est la suivante :

$$(5) \quad f_x = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{1}{2} m \frac{\partial}{\partial x} (\chi_1 \bar{X}'^2 + \chi_2 \bar{Y}'^2 + \chi_3 \bar{Z}'^2).$$

Cette formule, en général assez compliquée, se simplifie dans la pratique. Dans les mesures, en effet, on oriente toujours le cristal d'une manière connue et simple par rapport aux axes de référence, de telle sorte que les cosinus directeurs $\alpha, \beta, \gamma \dots$ soient nuls ou égaux à l'unité.

6. Couple. — Si le cristal est mobile autour d'un axe, ox par exemple, il sera soumis à un couple qui entraînera sa rotation autour de cet axe. Appelons θ l'angle que fait l'axe ox avec une droite de direction quelconque choisie dans le cristal ; l'énergie potentielle peut alors être considérée comme une fonction de θ et la valeur du couple qui tend à faire varier cet angle est la suivante :

$$(6) \quad C = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \theta} = \frac{1}{2} m \frac{\partial}{\partial \theta} (\chi_1 \bar{X}'^2 + \chi_2 \bar{Y}'^2 + \chi_3 \bar{Z}'^2).$$

Ainsi, dans le cas général, le cristal sera soumis à une force et à un couple qui tendront à le placer d'une façon tout à fait définie par rapport aux lignes de force du champ magnétique.

7. **Cas des uniaxes.** — Les mesures n'ayant, dans ce travail porté que sur des cristaux uniaxes, appartenant au système rhomboédrique, je vais indiquer la forme simple que prennent alors les valeurs de la force et du couple orientant.

En général, l'axe principal de symétrie est de révolution pour les propriétés magnétiques et l'on a donc : $\chi_2 = \chi_3$ ⁽¹⁾. Par la suite χ_1 désignera le coefficient d'aimantation suivant ox' et χ_2 le coefficient d'aimantation suivant toute direction perpendiculaire à cet axe.

8. **Première méthode.** — Le cristal est placé dans un champ uniforme $\mathcal{H}$ dirigé suivant oy (axe des pièces polaires); on le suspend de telle sorte que l'axe principal de

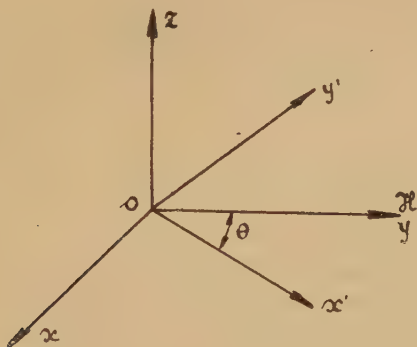


Fig 2.

symétrie ox' soit dans le plan horizontal xoy et fasse avec la direction du champ un angle θ (fig. 2). Les composantes X', Y', Z' ont pour valeur :

$$\begin{cases} X' = \mathcal{H} \cos \theta \\ Y' = \mathcal{H} \sin \theta \\ Z' = 0. \end{cases}$$

(1) Ceci n'est pas évident *a priori* et l'expérience seule peut permettre de vérifier cette hypothèse.

L'énergie potentielle, dans ce cas particulièrement simple a exactement pour expression :

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{2} \iiint_v (\chi_1 \mathcal{H}^2 \cos^2 \theta + \chi_2 \mathcal{H}^2 \sin^2 \theta) dv,$$

ce qui donne, puisque $\mathcal{H}$ est constant dans le volume tout entier v :

$$(7) \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{2} m \mathcal{H}^2 (\chi_1 \cos^2 \theta + \chi_2 \sin^2 \theta).$$

Le couple susceptible de faire varier θ est alors :

$$(8) \quad C = \frac{1}{2} m \mathcal{H}^2 (\chi_1 - \chi_2) \sin 2\theta.$$

Il est, comme on le voit, proportionnel au carré du champ et il dépend en outre de l'orientation de l'axe ternaire du cristal. Il passe par un maximum pour $\theta = 45^\circ$, sa valeur est alors :

$$(9) \quad C_M = \frac{1}{2} m \mathcal{H}^2 (\chi_1 - \chi_2).$$

Il est facile de voir que c'est la seule action exercée par le champ uniforme sur le cristal, car la dérivée prise suivant un axe quelconque est nulle : le champ $\mathcal{H}$ étant constant. Par suite, aucune force ne s'exerce, dans ces conditions, sur le cristal.

Pour connaître la différence $(\chi_1 - \chi_2)$ des coefficients principaux d'aimantation du cristal, il faut donc mesurer le couple maximum C_M , ainsi que le champ $\mathcal{H}$ et la masse du cristal m . La méthode est d'ailleurs susceptible d'une généralisation immédiate dans le cas des cristaux biaxes.

Dans la première partie des expériences, c'est le couple maximum C_M qui a été mesuré ; la deuxième méthode, dont l'exposé va suivre, permet de connaître le rapport des deux coefficients principaux d'aimantation du cristal.

9. Deuxième méthode. — Elle est due à Faraday. Elle consiste à mesurer la force subie par la substance étudiée, lorsqu'on place celle-ci dans le champ magnétique non uniforme produit par un électro-aimant.

Le centre du cristal se trouve placé dans le plan de symétrie de l'électro-aimant de sorte que les lignes de force sont perpendiculaires à ce plan. Nous admettrons comme première approximation que leur courbure est faible dans cette région du champ ⁽¹⁾. Cela sera d'autant plus admissible que le volume du cristal sera petit (le plus gros cristal utilisé dans ces mesures avait un volume de 40 mm³).

Dans une première expérience, l'axe du cristal (ox') est dirigé suivant oy . Les composantes du champ $\mathcal{H}$ au centre du cristal ayant respectivement pour valeur $X = Z = 0$ et $Y = \mathcal{H}$; l'énergie potentielle devient :

$$(10) \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{2} m\chi_1 \mathcal{H}^2.$$

La force qui tend à entraîner le cristal suivant ox est :

$$f_1 = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{1}{2} m\chi_1 \frac{\partial \mathcal{H}^2}{\partial x}.$$

ou :

$$(11) \quad f_1 = m\chi_1 \mathcal{H} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}.$$

La mesure de $\mathcal{H}$ et surtout celle de $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}$ seraient très difficiles et c'est pour les éviter que l'on fait une deuxième expérience correspondant à une autre orientation du cristal. Celui-ci est

(1) Cette hypothèse a été admise par différents auteurs. Voir en particulier : G. FOËX, *Annales de Physique*, 9^e série, t. 16, 1921, p. 251.

placé au même endroit avec son axe ternaire dirigé suivant ox perpendiculairement aux lignes de force.

L'énergie potentielle du cristal est alors :

$$(12) \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{2} m\chi_2 \mathcal{H}^2$$

et la force suivant ox :

$$(13) \quad f_2 = m\chi_2 \mathcal{H} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}.$$

Le rapport de ces deux forces donne la valeur du rapport $\frac{\chi_2}{\chi_1}$ qui, joint à la mesure de $\chi_1 - \chi_2$ précédemment effectuée, fournit chacun des coefficients séparément.

L'égalité :

$$(14) \quad \frac{\chi_1}{\chi_2} = \frac{f_1}{f_2},$$

n'est toutefois satisfaite qu'à une condition essentielle : c'est que le cristal occupe dans ses deux orientations successives, la même place dans le champ ; le produit $\mathcal{H} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}$ garde alors une valeur constante dans les deux expériences. Nous verrons que pour placer le cristal dans ces deux positions, on ne dérange rien dans l'appareil, lequel est combiné de telle sorte que toutes les rotations soient permises sans avoir pour cela à déplacer le cristal dont le centre reste fixe. De plus, on dispose la substance étudiée à l'endroit du champ où la force passe par un maximum, ce qui correspond à un maximum de $\mathcal{H} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}$ et facilite le réglage.

Il n'est sans doute pas inutile de dire que le couple qui agit en général en même temps que la force sur le cristal, lorsque celui-ci est placé dans un champ non uniforme, est nul dans les deux cas précédents, comme il est facile de s'en assurer en appliquant la formule (6).

Quand à la composante de la force suivant l'axe oy elle est nulle également ; en effet : son expression, analogue à (13), contient le facteur $\mathcal{C} \frac{\partial \mathcal{C}}{\partial y}$ qui est nul dans le plan de symétrie de l'électro-aimant, la courbure des lignes de force étant négligeable dans ce plan. L'action du champ se réduit donc à celle de la force f_x dirigée suivant l'axe ox .

CHAPITRE II

Appareils de mesure.

1. **Electro-aimant.** — J'ai utilisé, dans toutes les mesures, le gros électro aimant du Laboratoire de Recherches Physiques de la Sorbonne (fig. 3). Cet appareil du type Weiss à refroidissement par eau a un poids total de 2.100 kg. Les noyaux magnétiques, sur lesquels se vissent les pièces polaires, ont un diamètre de 200 mm. Il est d'une grande commodité ; on peut l'orienter à volonté dans un azimut quelconque, placer les pièces polaires à la hauteur désirée et le réglage de la largeur d'entrefer se fait par vis micrométrique.

Les bobines sont plus écartées que de coutume. Cette disposition a pour résultat de diminuer un peu le champ ; mais elle permet, par contre, d'accéder facilement dans l'entrefer, ce qui est très appréciable au cours des mesures.

L'électro-aimant E a une résistance de 0,62 ohm. La puissance maximum qu'il peut absorber dans son fonctionnement normal sous 110 volts est voisine de 20 kilowatts. Son circuit électrique est disposé comme l'indique la figure 3. Le courant continu est fourni sous une tension de 110 volts par la sous-station de la Sorbonne. Un rhéostat de réglage R_1 permet de donner au courant la valeur approximativement désirée. Un second rhéostat R_2 , dit de démarrage, se trouve constamment à portée de la main de l'opérateur ; il sert exclusivement d'interrupteur et permet soit de lancer le courant, soit de couper celui-ci ; en fonctionnement normal de l'électro-aimant il se trouve en court-circuit.

Les rhéostats de réglage et de démarrage utilisés dans cette installation présentent un dispositif qui mérite d'être signalé : le courant total du circuit est fractionné en plusieurs dériva-
tions grâce aux secteurs métalliques S et S'. En manœuvrant

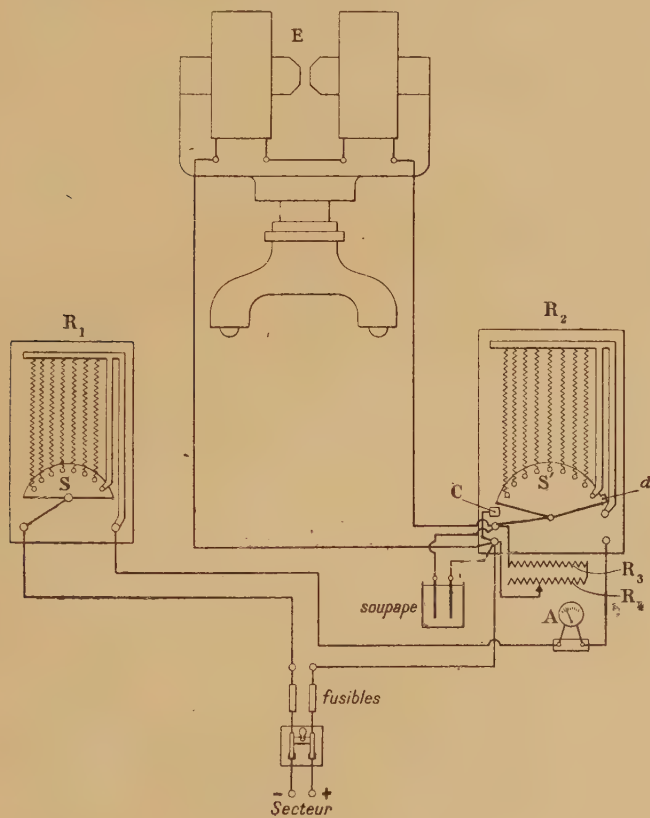


Fig. 3

ceux-ci, on fait varier la résistance du conducteur équivalent. Ces appareils peuvent fort bien être introduits dans un circuit traversé par un courant de 100 ampères par exemple et supporter celui-ci sans avoir besoin d'être refroidis.

On sait que la coupure ne se fait pas sans précautions spéciales sur des circuits électriques comprenant une self-induction aussi importante que celle de l'électro-aimant, surtout lorsque le courant d'alimentation est de l'ordre d'une centaine d'ampères, ou même davantage. Une rupture accidentelle de celui-ci fait naître dans les bobines de l'électro-aimant des forces électro-motrices de self-induction de valeur élevée et l'isolement peut être gravement compromis.

Le dispositif de coupure porté par le rhéostat de démarrage est celui qui a été indiqué par Foucault ⁽¹⁾. On commence par introduire progressivement en série avec l'électro-aimant une résistance assez grande : 30,5 ohms ; puis, au moment précis de la coupure, l'électro-aimant se trouve mis en court-circuit. De la sorte, le courant diminue lentement dans l'électro-aimant lui-même et aucun dégât ne peut résulter de la rupture du circuit d'alimentation. Je vais indiquer au moyen de quelle manœuvre ce résultat est atteint.

Le rhéostat de démarrage R_2 porte à l'extrémité droite du secteur métallique S' un doigt en laiton d qui, au moment de la coupure, vient en contact avec le plot C ; une butée arrête alors le secteur dans sa course et la figure 3 montre que l'électro-aimant se trouve dans ces conditions en court-circuit.

Pour plus de sécurité encore une soupape électrolytique mise en dérivation sur l'électro-aimant absorbe une grosse partie de l'extra-courant de rupture. Cette soupape due à M. Royer ⁽²⁾ est constituée par deux électrodes dissymétriques, une anode d'aluminium et une cathode de charbon de

(1) FOUCAULT, Sur un moyen de prévenir des étincelles d'extra-courant dans les machines électriques. *Procès-verbaux de la Société Philomatique*, 1861, p. 44. *Recueil des Travaux scientifiques*, p. 367.

(2) ROYER. *Recherches et inventions*, n° 112, p. 429, avril 1925 et n° 122, p. 741, septembre 1925.

cornue. Ces deux électrodes sont plongées dans une solution à 10 o/o d'acide tartrique.

M. Athanasiu qui a fait une étude spéciale de ces soupapes au Laboratoire de Recherches Physiques donne dans son rapport les renseignements suivants ⁽¹⁾ : « Quand on fait traverser une soupape *neuve* par un courant, *l'aluminium étant positif*, l'intensité du courant diminue très vite et, au bout de quelques minutes, le courant ne passe pratiquement plus. La période de formation (temps nécessaire à la formation) dépend en premier lieu, pour la même intensité initiale de courant, *de la surface des électrodes et de leur nombre*. Ce qu'on peut exprimer en disant que le temps de formation dépend de la quantité d'électricité qui traverse l'unité de surface. »

La soupape est connectée de telle sorte que l'aluminium soit le pôle positif, le courant ne peut donc passer. Quand on supprime le courant dans le circuit de l'électro-aimant, le courant dû à la self-induction traverse cette fois la soupape car le pôle positif est le charbon. Ce procédé peut rendre des services dans des installations de ce genre : il m'a paru intéressant de le signaler. On trouvera d'ailleurs page 95 un enregistrement qui donne quelques renseignements supplémentaires sur les propriétés de ces soupapes.

Un ampèremètre shunté A permet de repérer la valeur du courant magnétisant.

Pour le réglage fin de l'intensité deux rhéostats, l'un de 6 ohms R_3 , l'autre de 3 ohms R_4 , supportant jusqu'à 20 ampères sont placés en dérivation sur l'électro-aimant. Ils absorbent une partie assez faible du courant total et, en faisant varier leur résistance on peut réaliser le réglage précis de l'intensité du courant passant dans l'électro-aimant.

En outre, un dispositif automatique déclanche une sonne-

(1) ATHANASIU. *Recherches et Inventions*, n° 122, septembre 1925, p. 74².

rie lorsque, par oubli, le circuit général a été fermé sans que l'eau circule dans les bobines.

2. Mesure du champ magnétique. — Pour avoir, en valeur absolue, la différence des coefficients principaux d'aimantation, il est indispensable de faire la mesure du champ magnétique uniforme dans lequel se trouve placé le cristal.

J'ai utilisé, dans ce but, la méthode suivante : le champ inconnu est comparé à un champ étalon, celui-ci étant mesuré en valeur absolue au moyen de la balance de Cotton.

La mesure directe du champ qui a servi dans les mesures aurait sans doute été possible ; mais, étant donné les dimensions de l'électro-aimant, la partie supérieure de l'arc de la balance se fût trouvée placée dans un champ magnétique non négligeable. De plus, les petites variations de l'épaisseur de l'arc auraient introduit des corrections un peu incertaines.

J'ai donc opéré de la sorte : 1° avec la balance, j'ai mesuré un champ étalon fourni par un électro-aimant à carcasse indéformable⁽¹⁾ alimenté sous une tension et avec un courant connus.

2° Avec ce champ j'ai étalonné un fluxmètre avec sa bobine ; de la sorte, chaque division du fluxmètre utilisé avec cette bobine est tarée en gauss.

3. Mesure du champ étalon. — La balance qui a servi dans ces mesures avait les caractéristiques suivantes :

Largeur de l'élément utile de l'arc	$l = 2 \text{ cm. } 052$
Distance des deux couteaux	$d_2 = 29 \text{ cm. } 815$
Bras de levier de la force électromagnétique	$d_1 = 30 \text{ cm. } 083$

(1) Voir SÈVE, *Thèse Paris*, 1912, p. 59 ; *Annales de Chimie et de Physique*, 8^e série, t. 27, 1912, p. 428.

La mesure se faisait en utilisant la technique décrite par P. Sève ⁽¹⁾. Le courant passant dans l'électro-aimant, ainsi que celui admis dans la balance, étaient mesurés grâce à des ampèremètres provenant de boîtes de contrôle de Chauvin et Arnoux. Chacun de ces ampèremètres fut étalonné après les mesures au laboratoire Central d'Electricité par la méthode potentiométrique, avec une résistance étalon de $1/10^6$ d'ohm.

Les résultats furent les suivants. Avec un courant magnétisant de 9 amp. 19 (mesuré corrigée) passant dans l'électro-aimant, le champ produit dans l'entrefer était de :

$$16\,524 \text{ gauss.}$$

Le champ que l'on obtient par interpolation des mesures de P. Sève sur le même électro-aimant et avec le même courant magnétisant est de :

$$16\,547 \text{ gauss.}$$

4. Mesure des champs fournis par le gros électro-aimant.

— Dans le champ étalonné comme il vient d'être dit, je plaçais une bobine reliée à un fluxmètre de Grassot. En retirant brusquement la bobine hors du champ, je notais une déviation au fluxmètre et j'en déduisais l'équivalent en gauss d'une division de cet appareil.

Plusieurs bobines ont ainsi été étalonnées avec le fluxmètre pour permettre la mesure de tous les champs donnés par l'électro-aimant.

Ces bobines doivent, évidemment, ne pas subir de déformations altérant leur surface, soit pendant une série de mesures, soit de l'une des séries à l'autre. Je les ai faites de la manière suivante. Sur une petite bobine *b* (fig. 4) en ivoire

(1) Voir SÈVE, *Ann. de Chimie et de Physique*, 8^e série, t. 27, 1912, p. 445.

très sec, de 3 mm. de largeur et dont les joues ont 2 à 3/10^e de millimètre d'épaisseur, est enroulé du fil de cuivre isolé à la soie. Cette bobine entre à frottement doux dans une petite plaque d'ivoire où elle est immobilisée par une goutte de gomme laque déposée sur le pourtour des joues. Les fils tressés à la sortie s'engagent dans une rainure et aboutissent à deux bornes B_1B_2 , qui peuvent être fixées aussi loin que

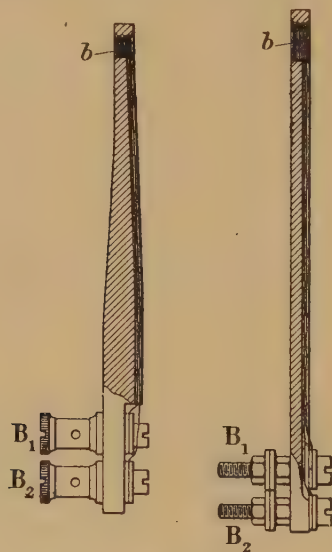


Fig. 4

cela est nécessaire. Ces bobines ont l'avantage de rester intactes même après un long usage et les chocs involontaires qu'elles peuvent subir n'altèrent en rien leur surface. Les mesures faites à différentes reprises et contrôlées chaque fois dans le champ étalon, ont donné des résultats remarquablement constants.

La photographie I jointe à ce travail indique la disposition générale des appareils utilisés dans la mesure du champ étalon et dans la graduation en gauss du fluxmètre.

5. **Four de chauffage.** — Pour l'étude de la variation thermique des propriétés magnétiques, il faut utiliser un dispositif permettant de faire varier à volonté la température du cristal. Celui-ci devant être placé au cours des mesures dans l'entrefer de l'électro-aimant, le four employé a nécessairement un diamètre assez réduit.

Il est constitué par un tube d'argent (fig. 7 et 8) de 14 mm. de diamètre intérieur et de 18 mm. de diamètre extérieur ⁽¹⁾. La conductibilité thermique de ce métal assure une égalisation aussi bonne que possible des températures dans l'espace où se trouve le cristal. Le four est vertical et ouvert à ses deux extrémités. Ce dispositif, dont l'emploi paraît indispensable pour des mesures absolues de couples, n'était pas sans causer de sérieuses inquiétudes ; les courants de convection peuvent en effet troubler considérablement l'uniformité de la température à l'intérieur du tube.

Pourtant, en prenant des précautions convenables, ces craintes sont apparues comme mal fondées. D'abord, le cristal est suspendu de façon que la température tende à devenir uniforme dans la région où il se trouve ; la figure 8 montre en effet que sur une hauteur de 45 mm. de part et d'autre du cristal, le four se trouve rempli de masses métalliques. Pour réduire la convection je plaçais au-dessus et au-dessous du cristal, sur l'équipage portant celui-ci, des disques en laiton ayant 1 mm. de diamètre de moins que le diamètre intérieur du four. Enfin, le haut de celui-ci était fermé par des disques de mica qui laissaient juste passer en leur centre la tige de suspension.

Sur le tube d'argent et isolés de celui-ci sont disposés deux enroulements bifilaires différents juxtaposés, constituant deux circuits indépendants de chauffage ⁽²⁾ (fig. 5).

⁽¹⁾ Voir pour des renseignements au sujet de ce genre de fours : WALTER P. WHITE, *Phys. Rev.*, vol. 23, n° 6, juin 1924, p. 785.

⁽²⁾ Un seul de ces circuits est représenté sur la figure.

L'ensemble se trouve isolé dans un ciment au silicate de soude et kaolin appliqué par couches successives, séchées l'une après l'autre.

Le régime d'alimentation de ces circuits a été l'objet d'une étude préalable en vue de déterminer quelles sont les valeurs convenables du courant à admettre dans chacun d'eux pour amener le four à la température désirée.

J'ai mesuré, pour toute une série de courants de chauffage, le gradient de la température le long de l'axe du four, ce qui permet de choisir à chaque fois la région de plus grande uniformité de la température.

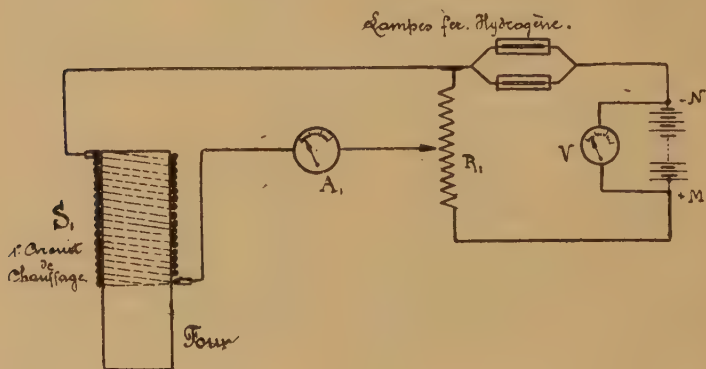


Fig. 5

Les mesures ayant chacune une certaine durée, il est indispensable que le courant de chauffage reste bien constant. Celui-ci est fourni par la batterie d'accumulateurs du laboratoire; mais par suite de l'utilisation de cette batterie par plusieurs travailleurs, l'intensité de ce courant de chauffage varie parfois légèrement. J'ai donc adopté un dispositif simple de régulation automatique de ce courant.

J'utilise dans ce but les lampes à filament de fer dans l'hydrogène, du type de celles que l'on rencontre sur les

lampes Nernst ⁽¹⁾. Elles ont les caractéristiques suivantes : lorsque la tension aux bornes passe de 5 à 25 volts, l'intensité du courant qui les traverse varie de 2 ampères à 2 amp. 2. Ainsi, en faisant usage de telles lampes dans le circuit de chauffage, on peut espérer arriver à une constance presque absolue du courant. C'est effectivement ce que l'expérience a montré. L'inconvénient de ce dispositif est que le courant dont on dispose a une intensité fixée par le régime des lampes. J'ai pris à volonté le courant dont j'avais besoin en utilisant le montage potentiométrique indiqué dans la figure 5. Chaque circuit de chauffage du four, S_1 par exemple, est disposé de la manière suivante. Le courant provenant des accumulateurs G traverse un groupe de lampes en parallèle en nombre convenable (deux dans mes mesures) ; puis, il passe dans le rhéostat R_1 . Ce circuit est donc traversé par un courant rendu très sensiblement constant par la présence des lampes. Mais le courant en question est toujours le même pour un groupe de lampes donné. En agissant sur le nombre des lampes on ne pourrait le faire varier que de façon trop brusque. La spirale S_1 du four de chauffage est placée en dérivation sur le rhéostat R_1 . De la sorte, en modifiant graduellement la résistance utile on peut faire varier à volonté et très progressivement le courant de chauffage ce qui permet d'amener exactement le four à la température désirée. La discussion complète du problème de la régulation au moyen de ce dispositif, montre que les variations de tension, toujours très faibles, qui se produisent sur le circuit d'alimentation, ont une répercussion sur le courant de chauffage qui peut être rendue parfaitement négligeable par un choix convenable des résistances en circuit ⁽²⁾.

(1) Ces lampes existent actuellement dans le commerce ; elles portent la marque « Métal » et sont fabriquées par la Compagnie des Lampes qui peut à volonté en modifier les caractéristiques.

(2) Voir au sujet de ce système de régulation des courants : H. WEISS, *Annales de Chimie*, 9^e série, p. 229, 1923.

Le courant passant dans chacune des spirales, S_1 par exemple, est mesuré par un ampèremètre A_1 et la tension aux bornes MN contrôlée à chaque instant par le voltmètre V.

6. Repérage des températures. — La température est repérée par un couple platine, platine-rhodié. La soudure chaude touche le cristal lui-même. Dans toutes les mesures, le couple thermo-électrique est rendu mobile en même temps que l'équipage porteur du cristal : ceci, en vue d'éviter des couples mécaniques dus à la rigidité des fils et s'opposant aux rotations du cristal.

A cet effet, les fils f_1 et f_2 descendant de la soudure chaude (fig. 7 et 8) plongent à la sortie du four dans un godet de mercure g à deux compartiments, le mercure servant de contact intermédiaire avec les fils de la soudure froide. Les forces capillaires pouvant résulter de ce dispositif sont supprimées au moment de la mesure du couple magnétique maximum ; pour cela, une poire en caoutchouc permet d'aspirer le mercure dans un tube de verre, supprimant ainsi le contact ; on rétablit celui-ci ensuite par refoulement du mercure. Ces opérations se font d'ailleurs du poste d'observation, sans que l'opérateur ait à se déranger. La soudure froide du couple est maintenue, non pas à zéro degré à cause des ennuis qui résultent de l'usage de la glace dans ce cas, mais à une température très sensiblement constante et, en tous cas, mesurée dans chaque expérience. Elle est placée dans une sorte de thermostat (fig. 6) constitué par un vase de Dewar rempli d'huile de vaseline situé à l'intérieur d'un vase à doubles parois contenant de l'eau. L'espace situé entre les deux vases est rempli de coton d'amiante. Enfin, le tout est entouré d'une épaisse couche de feutre. La température de l'huile, rendue uniforme avant chaque lecture par agitation, variait de quelques dixièmes de degré par jour.

Le courant traversant le couple est mesuré par un galvanomètre de 200 ohms de résistance aux bornes duquel se

trouve un shunt de 10 ohms. L'étalonnage du couple est fait en plongeant la soudure chaude dans les vapeurs de corps purs, dont la température d'ébullition est contrôlée chaque fois par des thermomètres de précision de Tonnelot ou de Baudin ⁽¹⁾.

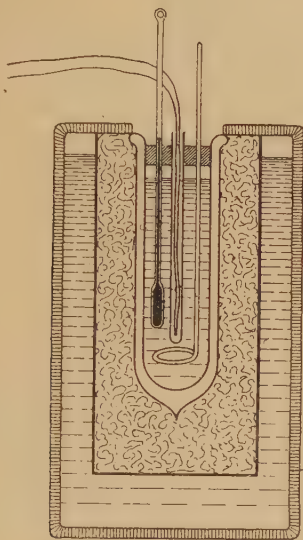


Fig. 6.

L'étalonnage du couple a été repris au milieu des expériences et à la fin. Les résultats furent toujours concordants. Pour assurer un bon contact entre les fils de platine f_1 et f_2 et le mercure, ces fils avaient été amalgamés au préalable par électrolyse d'une solution de nitrate mercurieux ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Le zéro de ces thermomètres a été pris après chaque expérience.

⁽²⁾ Voir CLARCK, Confections des électrodes au calomel. *The determination of Hydrogène-Ions* (William et Wilkins, Edit. Baltimore).

7. — **Mesure de la constante de torsion des fils.** — Cette mesure a été faite par le procédé classique. Un cylindre de moment d'inertie calculable est fixé à la partie inférieure du fil qui sert d'axe de rotation. La mesure de la période d'oscillation autour de ce fil permet le calcul de la constante de torsion.

Le fil est pincé fortement à chacune de ses extrémités par deux petits mandrins de serrage (fig. 7 et 8). Chaque fil possède ses deux mandrins et il est utilisé dans les mesures magnétiques exactement dans les conditions où on a mesuré sa constante de torsion. En particulier, la masse de l'équipage qu'il supporte est très sensiblement la même que celle du cylindre suspendu à son extrémité inférieure pendant les oscillations.

Les fils utilisés sont en argent recuit lentement par un courant électrique, sous l'action du poids tenseur; leur diamètre a varié entre 0 mm. 22 et 0 mm. 08.

Au sujet de cette mesure, je désire attirer l'attention sur deux points qui me paraissent avoir de l'intérêt. La *forme* du cylindre employé n'est pas du tout indifférente, car ce n'est jamais sûr que l'axe de rotation, c'est-à-dire le fil, soit parfaitement confondu avec l'axe du cylindre et alors la formule classique pour le calcul du moment d'inertie n'est plus strictement applicable. Il est mauvais en particulier de prendre des disques aplatis de grand diamètre ⁽¹⁾. La condition à réaliser est que le moment d'inertie du cylindre par rapport à un axe de rotation quelconque passant par le centre de gravité soit constant. Autrement dit, l'ellipsoïde d'inertie se confond alors avec une sphère. La relation géométrique qui permet d'obtenir le résultat est la suivante :

$$h = R\sqrt{3},$$

(1) Dans un cylindre plat le moment d'inertie diminue dans ces conditions; c'est le contraire pour un cylindre allongé. Voir à ce sujet LIMB. *Thèse Paris*, 1895, p. 27.

h étant la hauteur du cylindre et R son rayon. Je me suis rigoureusement conformé à cette condition dans mes expériences, les cylindres utilisés ayant l'un 21 mm. 18 de hauteur et 24 mm. 45 de diamètre, le second $h = 23$ mm. 53 et $D = 27$ mm. 24.

Un autre point qui a fixé mon attention c'est le lancement du cylindre. Celui-ci doit être animé simplement d'une oscillation autour du fil de torsion à l'exclusion d'une oscillation dans un plan vertical autour de l'axe de suspension. Or ce dernier mouvement est presque impossible à éviter si on tord le fil à la main. La torsion initiale imposée au fil est obtenue en lançant le cylindre au moyen d'un champ magnétique tournant, produit par quatre bobines à angle droit, parcourues pendant un temps très court par un courant diphasé, le cylindre se trouve alors entraîné à la manière d'un rotor de moteur asynchrone pendant le temps où le courant passe dans les bobines et on coupe celui-ci au moment où la torsion est jugée suffisante. Après quoi les oscillations sont comptées en observant le disque oscillant dans une lunette. La durée de ces oscillations est mesurée soit par enregistrement au moyen des battements d'une horloge inscrits sur une feuille de papier noircie, soit directement grâce à un chronomètre étalonné.

8. — Appareil pour la mesure de la différence des coefficients d'aimantation. — Le cristal est librement suspendu au centre du champ magnétique. On peut orienter à volonté chacun de ses axes par rapport aux lignes de force pour les réglages et équilibrer le couple magnéto-cristallin par un couple antagoniste de torsion. Le dispositif suivant, a été employé (fig. 7 et photographie II) ⁽¹⁾.

Sur la plateforme de l'électro aimant est fixé un tube de cuivre rouge E de 40 mm. de diamètre, il supporte tout l'appareil. On le maintient solidement en place par deux

⁽¹⁾ Cette photographie a été prise en reconstituant l'appareil en dehors de l'électro-aimant.

bras b fixés à l'électro-aimant. Un collier C , bloqué par deux vis de serrage V_1 , porte une plaque de laiton p de 1 cm. d'épaisseur servant de plateforme supérieure. C'est sur

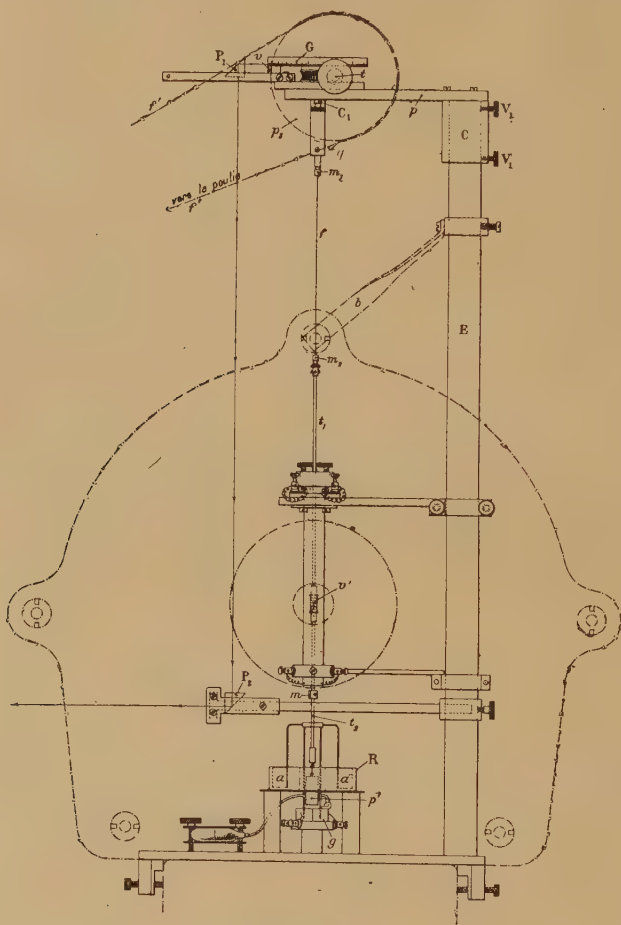


Fig. 7.

cette plateforme qu'est fixé le dispositif qui permet de faire tourner le cristal dans le champ autour d'un axe vertical, et de mesurer l'angle de torsion du fil.

Le tambour G gradué en demi-degrés est solidaire de l'équipage tout entier. Il peut être mis en mouvement par l'observateur. Celui-ci agit sur une première poulie p_1 (non représentée sur la figure) à portée de sa main. Au moyen du fil f' et de la poulie p_2 , la rotation se transmet à la vis tangente t qui, à son tour, actionne le tambour G. Un système de deux prismes à réflexion totale P_1 et P_2 formant périscope, permet à l'observateur de lire la division qui est, après chaque mesure, en coïncidence avec le zéro du vernier fixe v . Des vis de serrage qui bloquent des crampons C_1 et C_2 donnent toute liberté pour placer exactement la substance à l'endroit voulu. Un manchon en laiton q (voir aussi fig. 8) relié au tambour G, traverse la potence p et reçoit le mandrin supérieur m_1 serrant le fil de torsion f ; la partie inférieure du fil est fixée dans le second mandrin m_2 qui se visse dans un collier de laiton. Une tige de silice fondue t_1 s'emboîte dans le collier c et porte à sa partie inférieure l'organe destiné à tenir et à orienter le cristal, que je vais décrire brièvement (fig. 7 et 8).

Il a été fait en laiton de coulée spéciale et dépourvu de fer. Le cristal est fixé par une vis de pression v à l'intérieur d'une enveloppe en laiton également mobile autour d'un axe horizontal O_1O_2 ; les rotations autour de O_1O_2 permettent de placer l'axe du cristal, soit dans le plan vertical, soit dans le plan horizontal. Deux montants verticaux MM sont percés pour laisser passer l'arbre de rotation O_1O_2 et l'extrémité O_2 est entaillée; un tournevis spécial permet d'effectuer des rotations très lentes et mesurables.

La soudure chaude S_1 du couple thermoélectrique est placée tout près du cristal et les deux fils f_1 et f_2 sortent par deux ouvertures oo . Ils descendent alors le long d'une seconde tige en silice t_2 qui porte à sa partie inférieure le poids tenseur p' . Les deux fils du couple sont fixés le long de la tige et leur isolement est assuré, depuis la soudure S, par des petits tubes de verres minces et placés bout à bout.

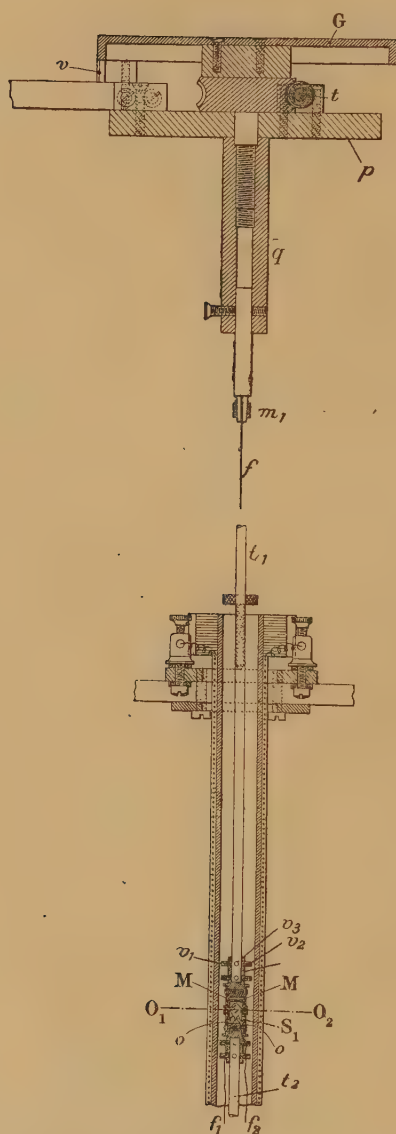


Fig. 8.

Afin que l'appareil soit parfaitement centré sur l'axe de rotation G (c'est-à-dire sur le fil lui-même) un système de deux groupes de trois vis à 120° les unes des autres est adapté en $v_1 v_2 v_3$. Les tiges sont ainsi tenues par la pression de ces vis et on centre l'ensemble de la partie mobile entre pointes, sur le tour, une fois pour toutes.

L'amortissement dans le champ magnétique est considérable à cause des courants de Foucault qui prennent naissance dans la masse métallique entourant le cristal et les mesures, lorsque le champ magnétique est établi dans l'entrefer, sont alors très faciles, l'équipage étant parfaitement stable.

En l'absence du champ il n'en est plus du tout ainsi et la lecture du zéro serait très difficile, l'équipage oscillant pour la moindre cause; afin d'éviter cela j'ai fixé sur l'équipage mobile un système amortisseur. Sur des tubes de verre étiré de 1 mm. de diamètre, sont collées des palettes de mica (a, a); ces palettes sont entraînées dans le mouvement de rotation de l'équipage tout entier et elles tournent alors dans un bain d'huile de vaseline, contenu dans un récipient R. L'amortissement du système rend, dans ces conditions, très facile et très sûre la lecture de la position d'équilibre en l'absence du champ magnétique.

Les forces capillaires agissant sur l'équipage ne troublent pas les mesures qui sont concordantes au cours d'une série d'expériences.

Un miroir plan m fixé sur la tige t_2 permet de repérer la position d'équilibre de l'équipage et de placer le cristal dans une position invariable au cours de toutes les mesures.

9. Appareil pour la comparaison des coefficients d'aimantation. — L'appareil a été légèrement modifié pour la comparaison des deux coefficients principaux d'aimantation. Les organes essentiels ont toutefois été conservés (fig. 9). La partie mobile, suspendue au fil de torsion a une forme qui

rappelle celle que P. Curie avait adopté dans ses mesures ⁽¹⁾.

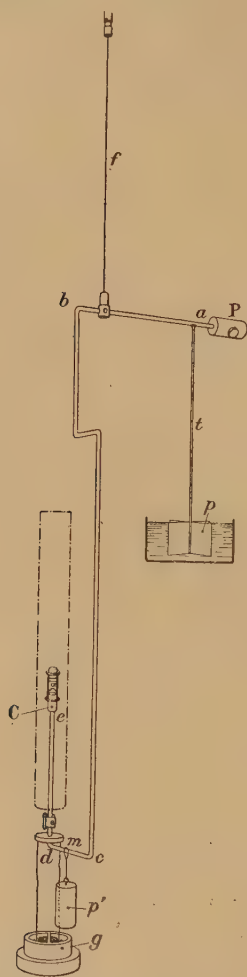


Fig. 9.

Elle se compose d'un tube de verre *abcde* portant en *e* l'organe précédemment décrit pour l'orientation du cristal. Le collier C peut tourner à frottement doux autour du tube *de* et le poids tenseur *p'* est fixé en *m* sur la branche horizontale *cd*. Un contrepoids P assure l'équilibre de l'équipage.

Le four déjà décrit plus haut est encore utilisé, mais cette fois sa partie supérieure se trouve fermée, ce qui supprime complètement la convection. Il entoure le tube *de*, coiffant ainsi l'organe qui porte le cristal.

L'appareil est amorti pour les mouvements de rotation par des palettes de mica, plongeant dans un bain d'huile de vaseline. L'équipage ainsi monté s'est montré extrêmement stable.

10. Réglages.— Il est essentiel, comme je l'ai dit dans la partie théorique, de fixer exactement l'orientation relative des axes cristallographiques et des lignes de force du champ magnétique au moment des mesures.

⁽¹⁾ P. CURIE. *Ann. de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. 5, 1895, p. 89 ; *Œuvres*, p. 232.

En particulier, dans la méthode du couple maximum qui donne la différence des coefficients principaux d'aimantation, il faut :

1° Placer l'axe de plus forte aimantation dans le plan horizontal ;

2° L'orienter rigoureusement à 45° des lignes de force.

La méthode que j'ai employée consiste, non pas à tailler des faces d'orientation connue dans le cristal, qui serviront de guide pour le réglage, mais à utiliser des cristaux naturels ou des solides de clivage que l'on peut en tirer et de contrôler l'orientation des axes par le champ lui-même.

1° Pour placer l'axe de plus forte aimantation dans le plan horizontal un moyen très commode est le suivant : il suffit de faire tourner le cristal autour de l'axe O_1O_2 et au moment où cet axe se trouve dans le plan horizontal, le couple passe par un maximum. On mesure donc la valeur du couple pour différentes orientations du cristal autour de O_1O_2 , et celle qui correspond au maximum satisfait à la première condition du réglage. Il suffit pour la déterminer de tracer sur un graphique la courbe des variations du couple en fonction de l'orientation du cristal ;

2° L'angle θ (fig. 2) que fait alors avec le champ, l'axe, est en général quelconque et il faut le rendre égal à 45° .

Je commençais par le rendre nul, ce qui peut être rigoureusement contrôlé de la manière suivante :

Le couple magnéto-cristallin est nul, quel que soit le champ magnétique, si $\theta_0 = 0^\circ$. Le cristal est placé par essais successifs dans cette position ; en lançant ou en coupant le courant dans l'électro-aimant la position finale d'équilibre ne doit pas changer. Ceci étant, on fait tourner l'équipage tout entier de 45° grâce au tambour gradué G.

L'appareil est alors en place pour la mesure du couple ⁽¹⁾.

Dans la mesure du rapport des coefficients d'aimantation du cristal il faut placer l'axe de plus grande aimantation, soit parallèlement, soit perpendiculairement aux lignes de force. On le place tout d'abord dans le plan horizontal d'une manière analogue à celle que j'ai indiquée plus haut, en notant le maximum de la force agissant sur le cristal lorsque celui-ci tourne autour de O_1O_2 . Après quoi, on fait tourner le support du cristal autour de de en mesurant à chaque fois la valeur de la force agissante dont le maximum et le minimum correspondent aux positions cherchées.

(1) J'ai tenu compte d'une très faible rotation du support (dans le champ en l'absence de cristal (29 minutes dans le cas de la sidérose).

A titre de contrôle, on peut à partir de la position qui correspond à $\theta_0 = 0$ faire tourner l'équipage de $90^\circ \pm \varepsilon$, la rotation se fait alors dans un sens donné ou dans le sens opposé, suivant le signe de ε .

CHAPITRE III

Les mesures des coefficients d'aimantation.

Résultats.

I. — Mesure de la différence des coefficients principaux d'aimantation.

1. Marche d'une expérience. — La position du cristal ayant été réglée comme il vient d'être dit, voici quelle est la série des opérations successives effectuées au cours d'une expérience.

Tout d'abord, on lance dans chaque circuit du four les courants de chauffage correspondant à la température désirée. Sur la règle du galvanomètre, on suit l'ascension progressive de la température du cristal, jusqu'à ce qu'elle se fixe pendant plusieurs minutes. Ceci nécessite un temps assez long : d'une à deux heures selon les cas. Lorsque le spot du galvanomètre s'est immobilisé, on aspire le mercure qui est dans le godet (fig. 7) ce qui coupe le circuit du couple thermo-électrique ; le cadre du galvanomètre revient alors à sa position d'équilibre que l'on note. La déviation lue sur la règle, jointe à la lecture de la température de la source froide, permettra de déterminer celle du cristal.

Le courant est alors lancé dans l'électro-aimant ; sous l'influence du champ magnétique ainsi créé, le cristal tourne et l'image de la fente F (fig. 10) observée à la lunette L_1 disparaît. On la ramène sur les points de croisée des fils du réticule en faisant tourner le tambour gradué G en sens inverse d'un angle convenable α lu à travers la lunette L_2 .

La même opération est répétée pour une autre valeur du courant magnétisant, à titre de contrôle.

Ensuite, le courant est coupé dans l'électro-aimant et l'équipage ramené dans sa position de départ. Aussitôt après, une deuxième mesure de la température est faite qui permet de s'assurer si celle-ci a varié ou non pendant l'expérience.

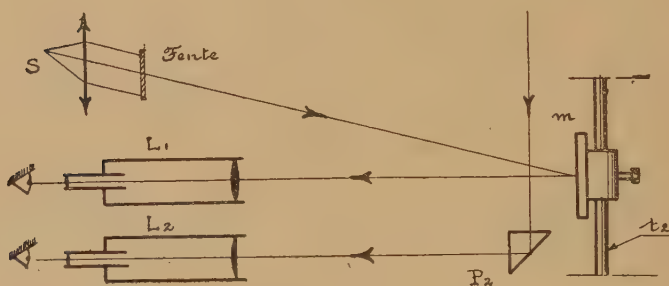


Fig. 10.

Après quoi, on modifie le courant dans les circuits de chauffage en vue d'une autre expérience qui se répétera identiquement.

2. *Sidérose*. — Le premier cristal sur lequel ont porté les mesures est le carbonate ferreux CO_3Fe ou *sidérose*. L'échantillon sur lequel j'ai opéré provient du gisement d'Allevard, dans l'Isère. Il a l'aspect blond caractéristique de ce genre de minéral et paraît posséder une structure homogène. Ce corps avait été déjà étudié par G. Foëx⁽¹⁾, qui détermina la variation thermique de chacun de ses coefficients d'aimantation dans un assez large intervalle de température. J'ai repris les mesures dans le but d'étudier spécialement les échantillons

(¹) Voir G. Foëx, *Thèse Strasbourg*, 1921, p. 81; *Ann. de Physique*, 9^e série, t. 16, 1921, p. 251.

dont je disposais ; ceux-ci m'ont servi pour la construction du gaussmètre et il était indispensable que j'en connaisse exactement les propriétés, surtout au point de vue des variations thermiques.

Les mesures de ce genre sur des cristaux orientés sont très peu nombreuses ; jusqu'ici, en effet, outre les mesures de G. Foëx sur la sidérose, il n'existe guère que celle de Jackson ⁽¹⁾ aux basses températures sur le sulfate de nickel et le sulfate double de cobalt et d'ammonium.

Les cristaux de sidérose appartiennent au système de rhomboédrique Ils sont constitués essentiellement par du carbonate ferreux, mais ils contiennent en outre une proportion non négligeable de carbonate de manganèse et de carbonates alcalino-terreux. L'analyse du cristal sur lequel ont porté les mesures magnétiques a donné les résultats suivants :

$$\text{Fe} = 35,60 \text{ o/o.}$$

$$\text{Mn} = 3,0 \text{ o/o.}$$

Ce qui correspond à une proportion de 80,01 o/o de carbonates paramagnétiques et de 19,99 o/o de carbonates alcalino-terreux.

Le cristal avait une masse total de 0 g. 1365 qui se répartit donc ainsi :

Masse de CO^3Fe 0 g. 1006.

Masse de CO^3Mn 0 g. 0085.

Masse de carbonates alcalins terreux

(par différence). 0 g. 0274.

J'ai d'abord, dans le résultat des expériences, rapporté les mesures à la masse totale du cristal. Les nombres ainsi donnés n'ont pas de sens physique bien défini au point de vue magnétique, mais ce sont ceux que l'on obtient directe-

(1) JACKSON, *loc. cit.*

ment dans les mesures et qui m'ont servi dans le calcul des couples d'orientation, dans la construction du gaussmètre : ils ont un intérêt pratique. Dans les résultats indiqués à la fin du travail, j'ai rapporté les mesures à la masse des carbonates paramagnétiques et les nombres qui en découlent ont alors un sens précis. J'ai d'ailleurs tenu compte dans cette opération de la différence des propriétés magnétiques du fer et celles du manganèse, puisque j'ai fait des mesures sur le carbonate de manganèse pur ⁽¹⁾.

La constante de torsion du fil employé dans ces mesures est égale à :

$$C = 242,07 \text{ C. G. S.}$$

J'ai opéré avec deux valeurs du champ magnétique 9 782 gauss dans une première série et 10 174 gauss dans une autre série de mesures. Le courant magnétisant dans les bobines de l'électro-aimant avait respectivement pour intensité 43 et 53 ampères ; les pièces polaires utilisées avaient la forme de cylindres de 200 mm. de diamètre. Dans la région de l'entrefer où se trouvait le cristal, le champ était parfaitement uniforme.

Les rotations lues sur le tambour gradué, donnent pour la torsion du fil à la température de 289°7 absolu : 73°26' et 79°42'. Les mesures se faisaient à 2 minutes près ; on voit que les conditions sont favorables et permettent d'attendre pour ce cristal une bonne précision.

La variation thermique de la différence des coefficients principaux d'aimantation a fourni les résultats qui sont contenus dans le tableau suivant où T désigne la température absolue du cristal et ($\chi_1 - \chi_2$) la différence des deux coefficients principaux d'aimantation, multipliée par le facteur constant : 10^6 .

(1) Voir p. 54.

Sidérose. — VARIATION THERMIQUE DE LA DIFFÉRENCE
DES COEFFICIENTS PRINCIPAUX D'AIMANTATION

T	$(\chi_1 - \chi_2) \times 10^6$
289,7	47,89
290	47,85
301,2	43,7
308,2	41,23
318,2	38,79
328,3	36,22
370,8	28,93
391	26,2

La courbe de la figure 11 traduit les résultats précédents, elle représente l'allure de variation du couple maximum agis-

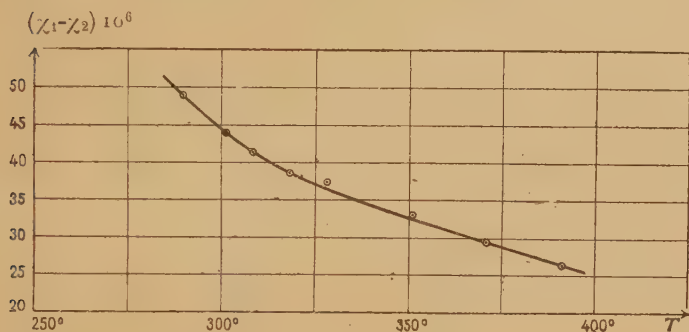


Fig. 11.

sant sur un cristal de masse égale à 2 g., placé dans un champ magnétique, d'intensité égale à 1 gauss.

3. Oligiste. — Le deuxième cristal étudié est l'oxyde ferrique Fe_2O_3 ou oligiste. L'échantillon qui m'a servi provient de l'île d'Elbe, on y reconnaît certaines faces p du rhomboèdre et une face a_1 . Ces faces m'ont guidé pour donner au cristal très sensiblement l'orientation convenable. Un examen soi-

gné ⁽¹⁾ au microscope polarisant par réflexion a révélé dans la substance une lamelle d'accolement suivant *p*, macle assez rare dans l'oligiste. Cette lamelle était très petite et très mince (à peine 1/10^e de mm. d'épaisseur. Les mesures faites avant que j'aie connaissance de cette macle, ont été reprises une seconde fois sur le cristal non macle. Les nombres ont été légèrement modifiés mais l'ensemble des résultats est resté le même.

Le fil de torsion utilisé dans ces mesures était le même que celui qui avait servi pour la sidérose, mais les couples agissant sur l'oligiste étant beaucoup plus petits, j'ai utilisé des champs plus intenses fournis par des pièces polaires tronconiques de 5 cm. de diamètre frontal. Ils avaient pour valeur 19 540 et 21 350 gauss dans deux séries de mesures. Le courant correspondant dans l'électro-aimant avait une intensité de 50 et 75 ampères, et la largeur d'entrefer était de 21 mm.

Oligiste. — VARIATION THERMIQUE DE LA DIFFÉRENCE
DES COEFFICIENTS PRINCIPAUX D'AIMANTATION

T	$(\chi_3 - \chi_1) \times 10^6$
°	
288,8	8,09
310,2	8,72
324,2	9,11
326,9	9,02
338,9	9,26
347,9	9,41
348,1	9,43
365,8	9,37
372,4	9,34
378,7	9,35
382,9	9,42
397,7	9,45
441,0	9,21

(¹) Cet examen a été fait par M. ORCEL, assistant au laboratoire de Minéralogie du Muséum. Je suis heureux de pouvoir lui exprimer ici ma bien vive reconnaissance.

J. ORCEL, Les méthodes d'examen microscopique des minerais métalliques. *Bulletin de la Société Française de Minéralogie*, t. 48, 1925, p. 272.

Les nombres contenus dans le tableau ci-contre se rapportent au cristal non mâclé dont la masse était égale à 0 g. 2154.

La courbe correspondante est celle de la figure 12.

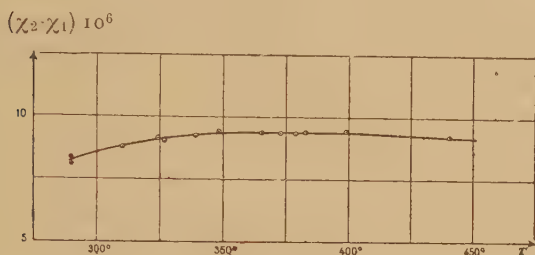


Fig. 12.

Elle montre ce résultat curieux que la différence des coefficients d'aimantation (et par suite le couple magnétique) croît d'abord quand la température s'élève. Elle passe par un maximum très aplati et diminue ensuite à nouveau. Des phénomènes de ce genre sont signalés par Jackson dans son travail sur le sulfate de nickel $\text{SO}_4\text{Ni} \cdot 7\text{H}_2\text{O}$; mais il n'avait pas trouvé de maximum dans l'intervalle de température où il opérait. Ce résultat peut avoir un intérêt pratique pour réaliser une compensation des effets thermiques dans le cas des deux cristaux comme la sidérose et l'oligiste. Nous en reparlerons dans la deuxième partie ⁽¹⁾.

4. Dialogite. — Ce corps est un carbonate de manganèse CO_3Mn .

Il est très rare en cristaux bien définis et surtout purs.

On en trouve la plupart du temps dans le carbonate de fer : la dialogite et la sidérose sont en effet deux carbonates isomorphes. La dialogite pure est d'une jolie couleur rose. Elle est, de plus, transparente et fortement biréfringente. Celle

⁽¹⁾ Voir page 81.

sur laquelle j'ai opéré provient du Laboratoire de minéralogie du Muséum. L'examen au microscope binoculaire n'a pas révélé d'inclusion et l'analyse a montré que ce cristal ne contient pas de fer.

J'ai opéré sur cette substance d'abord pour étudier son aimantation et ensuite pour faire exactement dans le cas de la sidérose la correction relative au manganèse qu'elle contient.

La masse du cristal utilisé était égale à 0 g. 0679, ce qui montre que le cristal était assez petit. L'anisotropie magnétique de la dialogite est très faible, il a fallu employer pour la mesure du couple un fil très fin dont la constante de torsion valait 8,230 unités C. G. S. Les champs magnétiques avaient comme valeur 19 646 et 21 015 gauss.

La variation thermique de la différence des coefficients d'aimantation est contenue dans le tableau suivant :

Dialogite. — VARIATION THERMIQUE DE LA DIFFÉRENCE
DES COEFFICIENTS PRINCIPAUX D'AIMANTATION

T	$(\gamma_1 - \gamma_2) \times 10^6$
290,3	0,107
318,6	0,0891
324,4	0,0862
334	0,080
348	0,0766
357,1	0,0738
400,1	0,072

La courbe de la figure 13 représente ces variations thermiques.

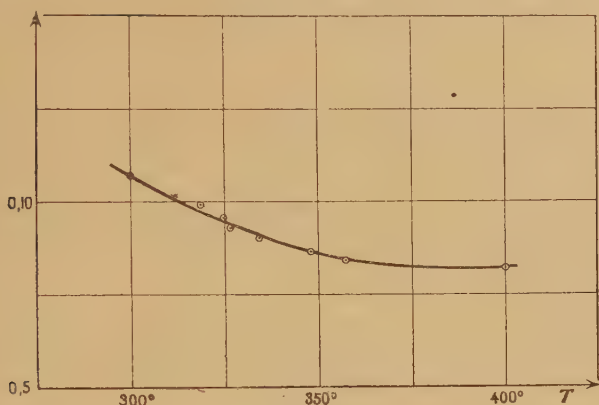
$(\chi_1 - \chi_2 \cdot 10^6)$


Fig. 13.

II. — Mesure du rapport des coefficients d'aimantation.

La seconde partie des mesures a pour but de trouver, à chaque température, le rapport des coefficients principaux d'aimantation des cristaux étudiés.

Le cristal est soumis à une attraction dans un champ magnétique non uniforme.

On prend en général pour produire ce champ des pièces polaires d'un type spécial en forme de coin. Je ne me suis pas astreint à cette condition dans mes expériences. Les montages faits en utilisant la torsion du fil sont beaucoup plus sensibles, on le sait, que les dispositifs à translation de la substance ⁽¹⁾, je disposais pour ma part, même avec des fils assez gros (0 mm. 22 de diamètre) d'un excès de sensibilité. C'est pourquoi je n'ai pas cherché à avoir un gradient du champ plus élevé que celui obtenu avec les pièces polaires tronconiques courantes. Celles-ci avaient 5 cm. de diamètre frontal; elles sont distantes de 3 cm. J'ai cherché avec le

⁽¹⁾ Voir à ce sujet G. FOEX, *Ann. de Phys.*, 9^e série, t. 16, 1921 et *Thèse Strasbourg*, 1921, p. 34.

gaussmètre à cristal le point qui sur l'axe ox (fig. 1) correspond au maximum de l'attraction. Mes mesures sont en bon accord à ce sujet avec les résultats de J. Forrer ⁽¹⁾. Dans toutes les expériences les cristaux ont été placés au même endroit, ce qui permet un contrôle supplémentaire pour les mesures faites sur chacun d'eux séparément. Le repérage exact de cette position ne présente aucune difficulté, car pour le moindre déplacement de l'équipage supportant le cristal, l'image que donne le miroir m (fig. 10) sort du champ de la lunette L_1 (celle-ci est à 3 m. environ de l'appareil).

Je mesure la force f_2 qui agit sur le cristal lorsque son axe est vertical (placé perpendiculairement aux lignes de force) et la force f_1 lorsque l'axe est parallèle aux lignes de force. On sait que :

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

1. Marche d'une expérience. — L'appareil étant en place, on porte le cristal à la température voulue en chauffant le four comme précédemment.

Au moment de la mesure, on lance le courant dans l'électro-aimant, l'équipage est attiré et vient se coller contre la paroi intérieure du four. L'image de la fente F sort du champ de la lunette d'observation L_1 . On agit sur le tambour gradué G et le fil f , tordu dans le sens convenable, ramène l'équipage dans sa première position : la fente F doit donner une image réfléchie par miroir m , sur le point de croisée des fils du réticule, dans la lunette d'observation L_1 (En réalité le courant n'est lancé que progressivement dans l'électro-aimant et l'attraction est compensée petit à petit).

Les températures sont repérées avant et après chaque mesure magnétique. Si α_1 et α_2 désignent les angles de torsion du fil dans la mesure faite sur chaque coefficient séparément, les

(1) J. FORRER, *Thèse de Doctorat*, Zurich, 1919.

forces f_1 et f_2 étant proportionnelles à leur moment par rapport à l'axe de rotation on a :

$$\frac{\chi_1}{\chi_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}.$$

2. Corrections. — 1° La substance étant placée sur un support, celui-ci subit également une force dont il faut tenir compte ; une étude préliminaire sur le support vide a donc été faite.

2° Le cristal est plongé, non pas dans le vide, mais dans l'air et on mesure, dans ces conditions son coefficient apparent χ_0 par rapport à l'air, c'est-à-dire la différence des attractions sur le cristal et sur un volume équivalent d'air.

Le coefficient vrai d'aimantation a donc pour valeur :

$$\chi = \chi_0 + \frac{\kappa_T}{D}$$

κ_T désignant la susceptibilité de l'air à la température T de l'expérience et D la densité de substance. La valeur prise pour κ_T à 20° et sous la pression normale est celle fournie par Piccard (1).

$$\kappa_{20} = 0,029 \cdot 10^{-6}.$$

Cette correction est d'ailleurs très petite.

3. Résultats des mesures. Sidérose. — Dans le tableau suivant, figurent les différentes valeurs du rapport $\frac{\chi_1}{\chi_2}$ aux températures absolues T et dans les deux autres colonnes, les coefficients χ_1 et χ_2 qui se déduisent des mesures actuelles, combinées avec celles de $(\chi_1 - \chi_2)$. Le calcul a été conduit de la façon suivante : J'ai pris comme base les valeurs absolues de $(\chi_1 - \chi_2)$ aux températures indiquées sur le tableau et j'ai relevé sur les courbes représentant la variation de χ_1 et χ_2 en valeur relative, les deux termes du rapport $\frac{\chi_1}{\chi_2}$.

(1) PICCARD, *Arch. Sc. Phys. et Mat.*, t. 35, p. 480, 1913.

Les nombres ci-dessous se rapportent à la masse totale du cristal.

RÉSULTATS DES MESURES CONCERNANT LE CRISTAL BRUT
DE SIDÉROSE

T	$(\chi_1 - \chi_2) \times 10^6$	$\frac{\chi_1}{\chi_2}$	$\chi_1 \times 10^6$ (parallèle à l'axe)	$\chi_2 \times 10^6$ (perpendiculaire à l'axe)
289,7	47,89	1,845	104,5	56,6
290	47,85	1,84	104,75	56,9
301,2	43,7	1,795	98,7	55
308,2	41,23	1,768	94,8	53,6
318,2	38,79	1,73	91,9	53,1
328,3	36,22	1,685	89	52,8
370,8	28,93	1,552	81,3	52,4
391	26,2	1,51	77,6	51,4

Le tableau suivant contient les résultats relatifs à la masse des carbonates paramagnétiques contenus dans le cristal. Ce sont ces nombres qui caractérisent véritablement ses propriétés magnétiques ; dans les deux dernières colonnes figurent les inverses des coefficients d'aimantation.

RÉSULTATS RELATIFS A LA MASSE DES CARBONATES
PARAMAGNÉTIQUES

T	χ_1	χ_2	$\frac{1}{\chi_1} \times 10^{-3}$	$\frac{1}{\chi_2} \times 10^{-3}$
289,7	141,7	76,76	7,06	13,0
301,2	133,9	74,59	7,47	13,4
308,2	128,6	72,69	7,78	13,76
318,2	124,6	72,01	8,02	13,9
328,3	120,7	69,93	8,28	14,3
350,8	110,5	66,26	9,05	15,1
370,8	101,7	62,52	9,84	15,99
391	95,97	60,44	10,4	16,54

J'ai représenté les phénomènes dans les deux courbes ci-dessous (fig. 14). En abscisses figurent les températures

absolues et en ordonnées les inverses $\frac{1}{\chi}$ des coefficients d'aimantation multipliées par le facteur constant 10^{-3} .

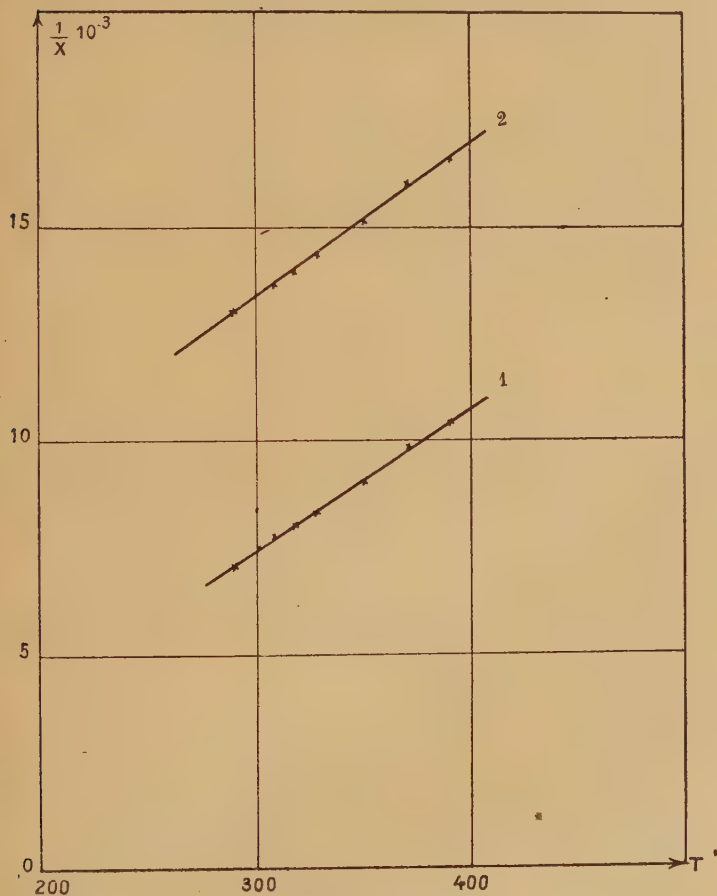


Fig. 14.

On obtient ainsi très nettement deux droites qui sont sensiblement parallèles entre elles. Si on les prolonge, elles vont couper l'axe des températures aux points d'abscisses

— 86° et + 74°. Mais cette extrapolation n'a pas de sens dans le cas qui nous occupe, car elle conduit dans un domaine beaucoup trop éloigné de celui sur lequel ont porté les expériences. G. Foëx a d'ailleurs montré ⁽¹⁾ qu'aux basses températures, la courbe (1) présente une anomalie caractéristique.

Dans l'intervalle des températures étudiées, nous pouvons donc déduire de ceci que la loi de Weiss est suivie au-dessus de la température ambiante par chacun des deux coefficients et que les variations thermiques de leurs propriétés magnétiques peuvent être résumées dans une formule du type classique :

$$\chi (T - \theta) = C.$$

Remarquons que ces mesures sont en bon accord avec celles de G. Foëx en ce qui concerne le coefficient suivant l'axe ternaire du cristal mais qu'il y a des différences sensibles dans l'ordre de grandeur pour le second coefficient. Cela tient sans doute à la nature des cristaux étudiés, leur composition variant légèrement d'un échantillon à l'autre.

Ces mesures sur la sidérose, qui sont les meilleures de ce travail, ne permettent pas en effet d'imputer ces différences à des erreurs expérimentales.

4. Oligiste. — Les mêmes mesures ont été faites sur l'oligiste et les particularités constatées dans les mesures de la différence ($\chi_2 - \chi_1$) se retrouvent sur chacun des coefficients.

Pour bien montrer les résultats de l'expérience, j'ai tracé la courbe des variations de χ_1 et χ_2 (fig. 15). Chacun des coefficients d'aimantation commence par croître quand la température s'élève, pour diminuer ensuite. Cet accroisse-

(1) G. Foëx, *Annales de Physique*, 9^e série, t. 16, 1921, p. 255.

ment dépasse 10 o/o en valeur relative, il se traduit par une torsion supplémentaire du fil de 15° dans l'un des cas ; aucun doute n'existe donc plus sur ce point. Curie a bien signalé des phénomènes de ce genre dans l'aimantation du fer, mais lorsque celui-ci est placé dans des champs très faibles.

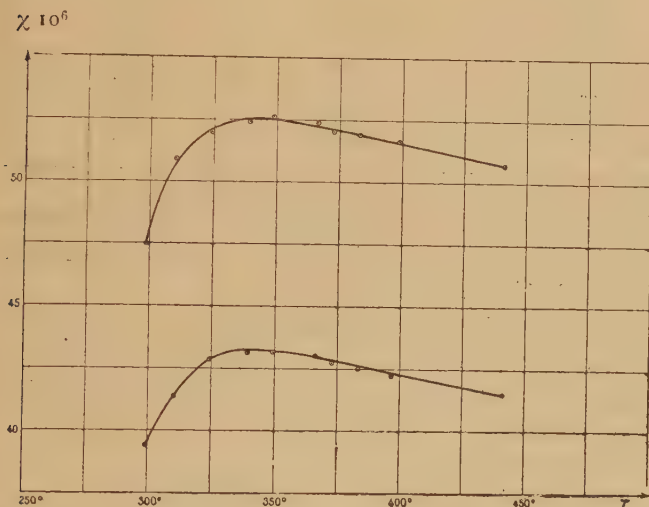


Fig. 15.

Cette anomalie m'a beaucoup surpris tout d'abord. Elle se retrouve, non pas seulement dans l'échantillon que j'ai étudié, mais dans tous ceux du même gisement ; les cristaux lamellaires que l'on rencontre dans le Massif Central reproduisent également l'allure générale de ces courbes avec un maximum vers 350° absolus. Au-dessous de cette température les coefficients décroissent lentement, ainsi que leur différence.

Dans le tableau suivant se trouvent les valeurs absolues des coefficients d'aimantation de la substance.

Oligiste. — VALEUR DES COEFFICIENTS PRINCIPAUX
D'AIMANTATION A DIFFÉRENTES TEMPÉRATURES

T	$\chi_3 \times 10^6$	$\chi_1 \times 10^6$
288,8	47,5	39,45
310,2	50,9	42,14
324,2	52	42,9
338,9	52,4	43,1
348,1	52,6	43,15
365,8	52,4	43,0
372,4	52,1	42,7
382,9	51,9	42,5
397,7	51,7	42,3
441	50,7	41,5

5. *Dialogite.* — Les dernières expériences ont porté sur la détermination des rapports des deux coefficients d'aimantation de la dialogite.

Les nombres obtenus dans ces mesures sont reproduits ci-dessous. Dans les deux dernières colonnes du tableau se trouvent les valeurs des inverses des susceptibilités principales pour chacun des axes du cristal.

Dialogite. — VALEUR DES COEFFICIENTS PRINCIPAUX
D'AIMANTATION A DIFFÉRENTES TEMPÉRATURES

T	$\chi_1 \times 10^6$	$\chi_2 \times 10^6$	$\frac{1}{\chi_1} \times 10^{-3}$	$\frac{1}{\chi_2} \times 10^{-3}$
290,3	1,72	1,61	582	621
318,6	1,57	1,47	636	680
324,4	1,51	1,42	662	704
334	1,47	1,39	680	721
348	1,40	1,32	714	756
357,1	1,35	1,28	740,8	781
400,1	1,18	1,10	847	909

Sur la courbe (fig. 16) on a représenté la variation des quantités $\frac{1}{\chi}$ pour chaque direction principale ; les points se

placent sur deux droites très sensiblement parallèles. Ceci nous montre que chacun des coefficients principaux de la diallogite suit la loi de Weiss à partir de la température ambiante et tout au moins jusqu'à 400° absolus. Chacun de ces coefficients est relié à la température absolue par une relation de la forme

$$\chi(T - \theta) = C^{\text{te}}.$$

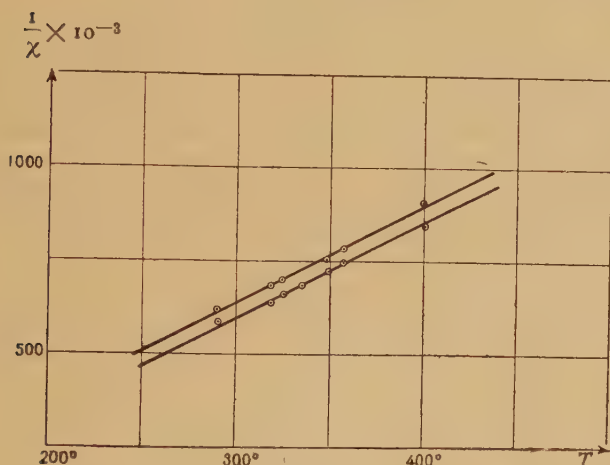


Fig. 16.

Dans le cas de notre cristal les produits restent constants à 2 o/o environ autour de leur valeur moyenne. Nous voyons en outre que le coefficient d'aimantation du carbonate de manganèse est petit vis-à-vis de celui de la sidérose. C'est pourquoi, dans le calcul de la correction qui a été faite pour ce dernier cristal (1), tenant à la présence des métaux alcalino-terreux, la masse du manganèse n'a pas été additionnée à celle du fer. La part du manganèse dans l'aimantation de la sidérose est presque négligeable.

(1) Cf. page 50.

6. Précision obtenue dans l'ensemble des mesures. — Dans les mesures absolues du couple maximum agissant sur un cristal placé dans un champ uniforme, les erreurs peuvent provenir :

- a) de la mesure du champ magnétique ;
- b) de la mesure de la constante de torsion du fil ;
- c) de celle des angles de torsion ;
- d) du repérage de la température ;
- e) des défauts d'orientation du cristal.

a) Le champ magnétique, mesuré comme je l'ai dit, est connu dans les champs bien uniformes que je m'attachais à produire, à $1/250^e$ près de sa valeur environ.

b) La constante de torsion du fil a été mesurée avec soin et cette mesure se fait avec une précision de beaucoup supérieure aux autres.

c) Les angles de torsion du fil qui crée le couple antagoniste n'ont jamais été inférieurs à 10^0 et ils ont parfois dépassé 100^0 . Le vernier permet de lire 2 minutes.

d) Le repérage de la température est fait avec la précision des thermomètres qui ont servi à l'étalonnage du couple, c'est-à-dire le $1/10^e$ de degré. Pratiquement, ceci n'a de sens toutefois qu'à condition que le cristal soit bien à une température uniforme dans tout le volume qu'il occupe. J'ai indiqué comment ceci a été réalisé. Les diverses mesures me permettent de dire que, même dans les conditions les plus défavorables, la température du cristal a été maintenue uniforme et évaluée au quart de degré près.

e) L'orientation du cristal doit être faite avec le maximum de précision ; mais les plus grosses erreurs ne proviennent pas des défauts d'orientation. L'expression du couple maximum :

$$C_m = \frac{1}{2} m \chi_1 \mathcal{H}^2 \sin 2\theta$$

(avec $\theta = 45^0$) montre en effet qu'une variation $d\theta$ sur l'an-

gle que fait l'axe ternaire avec le champ produit une erreur absolue sur le couple :

$$dC = m\chi_1 \partial c^2 \cos 2\theta d\theta.$$

Elle est très faible, le cosinus étant très voisin de 0.

Dans les expériences sur la sidérose les résultats définitifs sont exacts à 1/200^e près. Pour l'oligiste l'erreur relative est de 1/100^e. Enfin dans le cas de la dialogite, où les mesures ont été plus pénibles, elle atteint parfois 2 0/0.

DEUXIÈME PARTIE

APPAREIL A LECTURE DIRECTE POUR LA MESURE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES. — GAUSSMÈTRE

Des mesures faites sur la sidérose et l'oligiste, il résulte que les couples qui agissent sur ces cristaux placés dans un champ magnétique uniforme sont d'un ordre de grandeur tel qu'on peut espérer les utiliser pour la mesure du champ lui-même. Ils m'ont permis de construire un appareil simple, à lecture directe, permettant d'atteindre ce but.

Son principe est le suivant : un cristal anisotrope mobile autour d'un axe convenablement choisi et placé dans un champ magnétique uniforme est soumis à un couple proportionnel au carré du champ qui tend à l'orienter.

On oppose à ce couple un couple antagoniste dû à la torsion d'un fil, à un ressort spiral ou à la pesanteur.

Pour chaque valeur du champ magnétique il y a une position d'équilibre déterminée.

I. Gaussmètre utilisant un couple antagoniste de torsion.

1. Description de l'appareil. — J'ai utilisé tout d'abord un appareil (fig. 17) où le couple antagoniste était dû à la torsion d'un fil d'argent f qui servait en même temps d'axe de suspension pour le cristal C. Celui-ci était placé dans un petit étui en laiton E fixé d'une part au fil f et réuni d'autre part à l'aiguille A, mobile devant un cadran gradué G. Un poids tenseur, constitué par une petite masse de cuivre rouge m , fixe la verticalité de l'axe de rotation du cristal.

Une vis V_1 commande un petit excentrique c qui permet de manœuvrer la tige T . Celle-ci, guidée dans son mouvement vertical de translation, soulève la masse m , libérant ainsi le fil de sa tension.

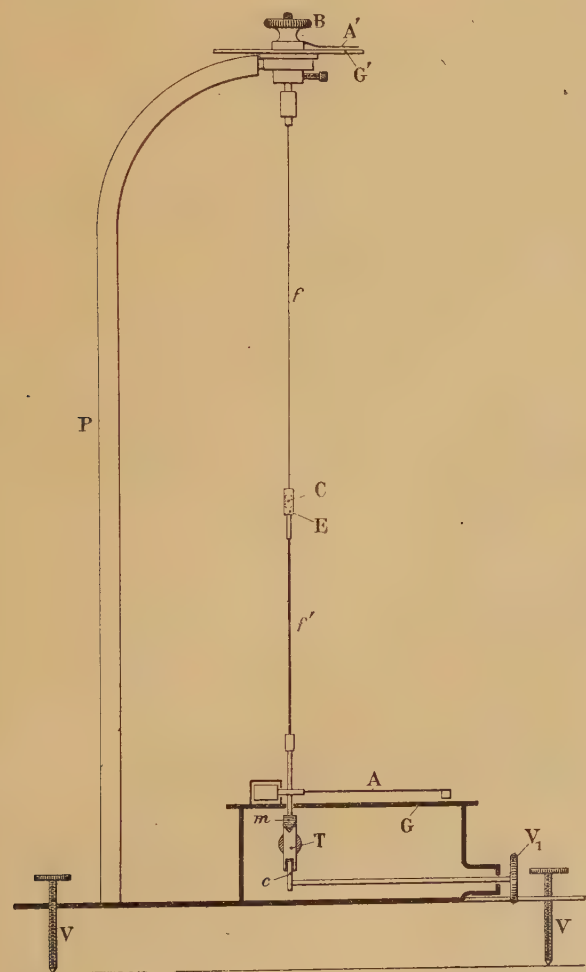


Fig. 17.

On peut communiquer au fil f des torsions connues, grâce à un bouton moleté B, auquel il est invariablement lié. Les angles de torsion sont mesurés au moyen d'une aiguille A', solidaire de B qui se déplace devant un second disque gradué G'.

Ce dispositif sert à régler convenablement la position initiale du cristal; il permet également, comme nous le verrons plus loin, une seconde méthode d'utilisation de l'appareil. Trois vis calantes V servent à régler la verticalité de la potence P qui supporte tout l'équipage.

J'ai donné à cet appareil une autre forme qui le rend plus robuste; c'est celle sous laquelle la maison Chauvin et Arnoux l'a réalisé aujourd'hui (voir fig. 18 et la photographie III).

Le cristal est fixé à l'intérieur d'un tube T portant deux chapes placées à chaque extrémité et mobile sur deux pointes coniques O, O'. La potence P, au bout de laquelle est fixé l'un des pivots O', se compose d'un simple tube de laiton sur la moitié duquel on a taillé un méplat, laissant apparaître à l'intérieur le tube T. L'épaisseur de ce méplat est telle que la potence, dans cette région, déborde légèrement de part et d'autre du tube P assurant ainsi sa protection; elle est cependant assez faible (3 mm. environ) pour que l'appareil puisse être utilisé dans la mesure des champs d'électro-aimants produits dans des entrefers étroits. Le tube T porte enfin une aiguille A, fixée sur lui par un collier de serrage et deux petites masselottes M_1 et M_2 permettent de placer le centre de gravité de l'équipage mobile sur l'axe de rotation OO', en vue d'éviter toute action orientante due à la pesanteur. L'aiguille se déplace devant un cadran gradué G; dans sa rotation, elle entraîne le spiral S. L'appareil tout entier est supporté par trois vis calantes V et un niveau à bulle permet de lui donner une orientation initiale déterminée. Comme nous le verrons par la suite, c'est l'orientation de l'axe du cristal qui exige le plus de précision. Un niveau

lorsque l'encombrement du pied empêche de faire pénétrer commodément la tige T dans l'entrefer d'un électro-aimant. Le niveau N permet même dans ces conditions de placer le cristal dans la position qu'il doit normalement occuper pendant les mesures.

L'appareil est étalonné dans des champs connus, mesurés en valeur absolue au moyen de la balance de Cotton.

2. Etude du fonctionnement du gaussmètre. — J'ai surtout utilisé jusqu'à présent comme cristal, la sidérose. Ce corps appartient au système rhomboédrique et possède l'avantage d'avoir une anisotropie particulièrement marquée ; la différence des coefficients principaux d'aimantation a pour valeur :

$$\chi_1 - \chi_2 = 47,89 \cdot 10^{-6} \text{ à } 16^{07} \text{ Centigrades.}$$

On peut cependant songer à utiliser d'autres substances : l'oligiste dans certains cas est même préférable à cause de l'allure toute particulière de la variation thermique de ses coefficients d'aimantation. D'une manière générale, tous les cristaux présentant une anisotropie magnétique, qu'ils soient para ou diamagnétiques, peuvent être employés. Mais dans le cas des corps diamagnétiques, les couples orientants étant très faibles on ne peut pas songer à utiliser ceux-ci pour des appareils d'un usage courant.

De toute façon, les cristaux doivent avoir une intensité d'aimantation moyenne faible, afin que leur introduction dans le champ magnétique ne fasse pas subir à celui-ci de déformation sensible et que le champ démagnétisant créé à l'intérieur du cristal puisse être considéré comme négligeable ⁽¹⁾. En outre, pour que l'appareil soit fidèle, aucun phé-

(1) Dans le cas d'une sphère de sidérose, placée de telle sorte que l'axe de plus grande aimantation soit parallèle aux lignes de force, le calcul montre que le champ démagnétisant n'est que les 48/100.000^e du champ extérieur.

nomène d'hystérésis ne doit apparaître dans l'aimantation du cristal. C'est ce qui a lieu dans les champs actuellement utilisés, avec les cristaux dont je me sers.

Le cristal est disposé de telle sorte que son axe ternaire soit perpendiculaire à l'axe de rotation de l'appareil. Si, dans ces conditions m désigne la masse du cristal, θ l'angle que fait l'axe avec la direction du champ magnétique $\mathcal{H}$, l'expression du moment du couple qui agit sur le cristal est comme je l'ai montré précédemment :

$$(15) \quad C = \frac{1}{2} m(\chi_1 - \chi_2) \mathcal{H}^2 \sin 2\theta$$

où $(\chi_1 - \chi_2)$ représente la différence des coefficients principaux d'aimantation du cristal. Cette expression prouve que la direction seule du champ importe et non son sens : l'appareil peut donc être utilisé pour la mesure de la valeur efficace des champs alternatifs.

Deux modes d'emploi du gaussmètre peuvent être envisagés, selon les cas ; nous allons les étudier successivement.

3. Première méthode. — Soit OA (fig. 19) la direction de l'axe ternaire en l'absence de champ magnétique et O $\mathcal{H}$ la

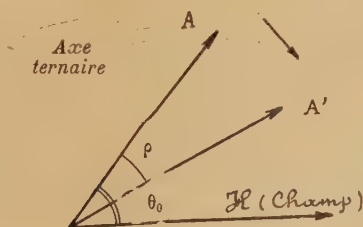


Fig. 19.

direction qu'aura le champ lorsqu'on l'établira. Nous désignons par θ_0 l'angle aigu de ces deux directions. Lorsque le champ agit sur le cristal, l'axe OA tourne d'un angle ρ jus-

qu'à sa nouvelle position d'équilibre OA' ; il fait alors un angle : $\theta = \theta_0 - \rho$ avec les lignes de force. Dans ces conditions, écrivons que le moment du couple magnéto-cristallin est égal au moment du couple de torsion ; cela donne :

$$(16) \quad \frac{1}{2} m(\chi_1 - \chi_2) \mathcal{H}^2 \sin 2(\theta_0 - \rho) = C\rho$$

ou en posant :

$$(17) \quad k = \frac{2C}{m\mathcal{H}^2(\chi_1 - \chi_2)} \\ \sin 2(\theta_0 - \rho) = k\rho.$$

La valeur de l'angle de rotation qui correspond à la nouvelle position d'équilibre du cristal, dans un champ magnétique donné $\mathcal{H}$, est donc celle qui satisfait à l'équation (17). Pour l'obtenir on peut, par exemple, chercher le point d'intersection de la sinusoïde :

$$(18) \quad y_1 = \sin 2(\theta_0 - \rho)$$

avec la droite :

$$(19) \quad y_2 = k\rho.$$

La figure 20 correspond à une solution du problème où l'on a pris $45^\circ < \theta_0 < 90^\circ$ et où l'on s'est donné pour k une valeur arbitraire. Elle montre clairement que l'angle de rotation ρ sera d'autant plus grand :

1° Que la sinusoïde C_1 sera déplacée vers la droite (c'est-à-dire que θ_0 sera voisin de 90°) ;

2° Que le coefficient angulaire de la droite C_2 sera plus petit (ceci correspond à un spiral ou à un fil dont la constante de torsion est faible ; ou bien à un champ magnétique intense).

Le fonctionnement de l'appareil peut être étudié dans toutes ses phases au moyen des courbes $\rho = f(\mathcal{H})$ qui représentent les variations de l'angle de rotation en fonction du champ magnétique appliqué au cristal. Ces courbes peuvent

être déduites de la figure 20 point par point, car pour une rotation quelconque, le coefficient angulaire de la droite C_2 permet de connaître le champ $\mathcal{H}$ correspondant.

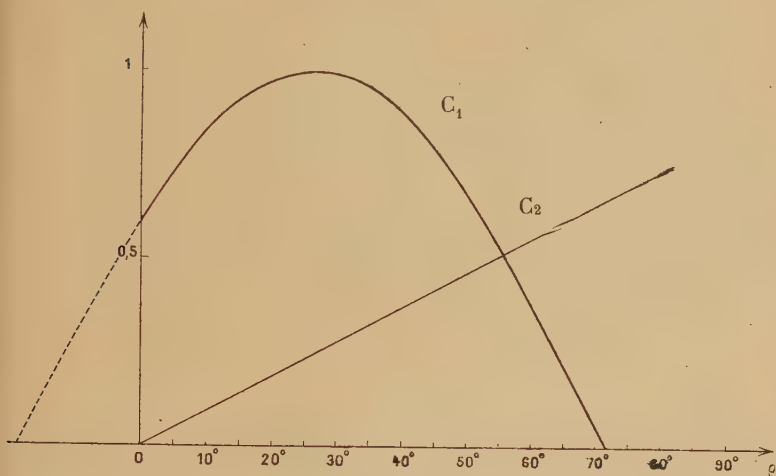


Fig. 20

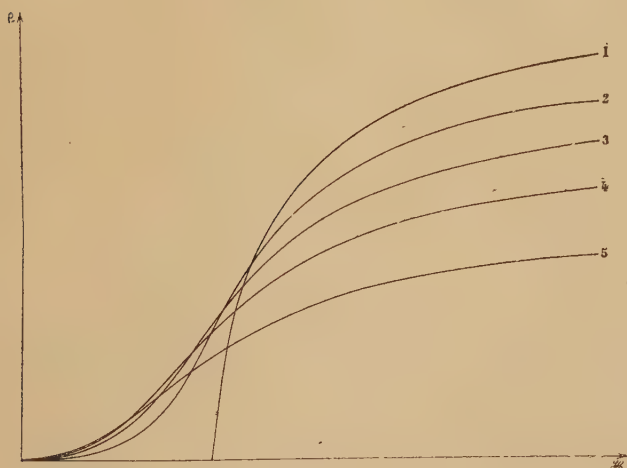


Fig. 21.

On peut tracer ainsi un faisceau de courbes (fig. 21) qui vont graduellement en se déformant lorsque l'angle θ_0 , qui caractérise la position initiale de l'axe du cristal par rapport aux lignes de force, diminue à partir de 90° .

Chacune de ces courbes tend asymptotiquement (pour un champ infini) vers la valeur $\rho = \theta_0$ qui correspond à la coïncidence de l'axe ternaire avec le champ, résultat évident *a priori* (Cette position serait atteinte même dans un champ très faible si le cristal était suspendu par un fil sans torsion).

On voit aussi que ces courbes présentent un point d'inflexion qui se déplace progressivement du début de la courbe vers le milieu de celle-ci.

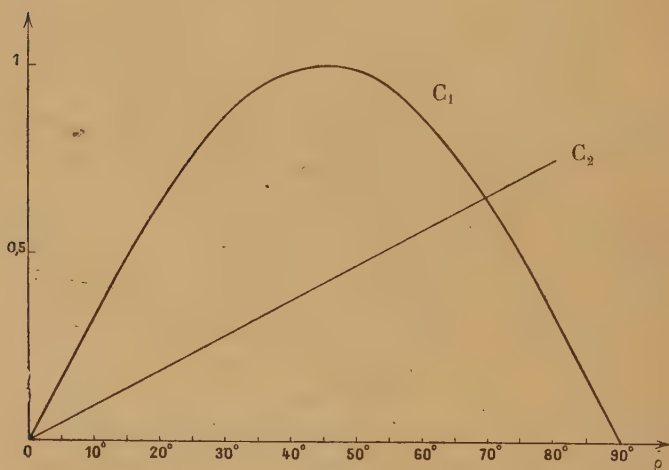


Fig. 22.

Remarques. — I. Dans le cas où l'angle $\theta_0 = 90^\circ$ (fig. 22) la droite C_1 ne coupe la courbe C en un point différent de l'origine que si son coefficient angulaire est inférieur à 2 ; ce qui se traduit par l'inégalité :

$$\frac{2C}{m\mathcal{E}^2(\chi_1 - \chi_2)} \leq 2,$$

ou :

$$\mathcal{H}^2 \geq \frac{C}{m(\chi_1 - \chi_2)} .$$

Posons :

$$\mathcal{H}_0 = \frac{C}{m(\chi_1 - \chi_2)} .$$

Nous allons montrer que tant que le champ magnétique n'a pas atteint la valeur $\mathcal{H}_0$, le cristal ne tourne pas. Le cristal étant orienté avec son axe rigoureusement à 90° des lignes de force, faisons-le tourner par la pensée d'un angle très petit $d\rho$ autour de l'axe de l'appareil. Le moment du couple magnétique qui lui est appliqué est, dans ces conditions, égal à :

$$\frac{1}{2} m \mathcal{H}^2 (\chi_1 - \chi_2) \sin 2\rho = m \mathcal{H}^2 (\chi_1 - \chi_2) d\rho .$$

Le moment du couple de torsion a pour valeur : $Cd\rho$ et tant que $\mathcal{H} < \mathcal{H}_0$, il l'emporte sur le précédent; l'aiguille revient donc au zéro. Lorsque $\mathcal{H}$ devient supérieur à $\mathcal{H}_0$, le couple magnétique devient suffisant et le cristal pourra se mettre à tourner. Ce fait assez curieux, est traduit par les deux courbes 1 des figures 21 et 23, qui montrent bien une discontinuité de la rotation en fonction du champ. On pourrait utiliser cette remarque pour déceler les valeurs maxima ou minima de certains champs magnétiques.

Remarquons d'ailleurs, au sujet de ce qui précède, que si le cristal avait son axe rigoureusement à 90° des lignes de force, il ne tournerait pas quelle que soit la valeur du champ, puisque le couple serait constamment nul. Mais, en réalité, les trépidations accidentelles de l'appareil dérangent un peu le cristal et le couple au départ est toujours différent de zéro.

II. En faisant $\theta_0 = 90^\circ$ on place le cristal dans une position d'équilibre instable. Pour peu qu'on le fasse tourner à droite ou à gauche, le champ magnétique l'entraîne dans un

sens ou dans le sens opposé et ceci permet donc de régler avec une grande exactitude, la position initiale du cristal dans le champ. J'ai dit précédemment ⁽¹⁾ que j'avais utilisé ce réglage dans les mesures des coefficients d'aimantation.

Pratiquement, il faudra volontairement faire $\theta_0 = 90^\circ \pm \varepsilon$ en donnant à ε une valeur convenable, pour qu'on soit assuré que l'aiguille tourne toujours dans le sens voulu. Si ε vaut quelques degrés, le couple magnétique au départ possède une valeur différente de zéro et l'aiguille tourne franchement.

4. Deuxième méthode. — On peut également concevoir un autre mode d'utilisation de l'appareil qui consiste à placer le cristal, dans toutes les mesures, de telle sorte que son axe soit à 45° des lignes de force du champ magnétique. Le couple qu'il subit alors dans un champ donné est maximum.

Voici pratiquement comment on opérera. Le cristal étant orienté comme je viens de l'indiquer, on établit le champ magnétique. Celui-ci fait tourner le cristal dont l'axe tend à se placer parallèlement aux lignes de force. On ramène alors le cristal dans sa position initiale en tordant le spiral ou le fil de suspension en sens inverse. Ceci se fait en utilisant le bouton moleté B qui se trouve sur l'appareil ⁽²⁾. Lors de l'équilibre, les moments des deux couples sont égaux et l'on a :

$$(20) \quad \frac{1}{2} m \chi^2 (\chi_1 - \chi_2) = C\rho,$$

où ρ désigne l'angle de torsion. La mesure de ρ permet donc de connaître le champ et on peut placer sur l'appareil une seconde graduation correspondant à ce deuxième mode d'emploi.

⁽¹⁾ Voir page 37.

⁽²⁾ Voir figure 17.

Ainsi utilisé, l'appareil est évidemment moins commode, car la lecture du champ nécessite une petite manipulation ; aussi cette méthode a-t-elle été laissée de côté dans la réalisation de l'appareil pour les mesures courantes. J'ai tenu néanmoins à la signaler car elle peut compléter, comme on le verra plus loin, la première méthode et elle offre sur celle-ci quelques avantages appréciables. Des mesures ont été faites également par ce procédé avec l'appareil à fil et surtout dans des champs magnétiques relativement peu intenses, comme ceux donnés par de bons aimants.

Remarque. — L'angle de rotation ρ est fonction du carré du champ :

$$\rho = \frac{1}{2} \frac{m(\gamma_1 - \gamma_2)}{C} \mathcal{H}^2.$$

La courbe $\rho = f(\mathcal{H})$ est donc une parabole d'axe vertical tangente à l'origine à l'axe des $\mathcal{H}$.

Elle a une propriété remarquable à signaler : c'est l'enveloppe de la famille des courbes représentant le premier mode de fonctionnement de l'appareil (fig. 21).

Cette remarque m'a été suggérée tout d'abord, par la comparaison des courbes tracées expérimentalement dans les deux méthodes. Elle peut être démontrée en toute rigueur par le calcul et s'explique physiquement, puisque cette parabole est la courbe des moments magnétiques maxima dans un champ magnétique croissant et que, dans l'autre méthode, l'axe du cristal se trouve bien à un moment donné à 45° des lignes de force, quelle que soit la valeur de l'angle θ_0 .

5. Résultats expérimentaux. — J'ai vérifié expérimentalement, pour les deux méthodes, les résultats de l'étude théorique qui précède par des mesures faites avec l'un et l'autre des deux appareils décrits. La mesure des champs était faite, soit directement avec la balance de Cotton, soit en employant un fluxmètre étalonné avec sa bobine exploratrice.

Dans ces mesures, les champs magnétiques, étaient mesurés au $1/100^e$ près ; les rotations de l'aiguille, au quart de degré.

Pour la première méthode d'utilisation du gaussmètre, j'ai tracé un faisceau de courbes qui a exactement l'allure de celles qui ont été construites comme je l'ai indiqué plus haut ⁽¹⁾. Chacune de ces courbes correspond à une valeur initiale de l'angle θ_0 que fait l'axe du cristal au départ avec le champ variant de 90^0 à 45^0 .

Le fil de torsion utilisé dans le premier appareil était un fil d'argent recuit par le passage d'un courant électrique pour éviter les résidus de torsion. Les dimensions étaient approximativement les suivantes : longueur 124 mm. ; diamètre $1/10^e$ de millimètre.

Les tableaux suivants contiennent les résultats des mesures : $\mathcal{H}$ désigne la valeur du champ magnétique en gauss et ρ la rotation de l'aiguille en degrés.

I. L'axe du cristal est initialement à 90^0 des lignes de force : $\theta_0 = 90^0$.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 90^0$

$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ
1468	1°	2483	41,5	4833	74,5
1976	2	2643	46	5153	77
2029	2,5	2857	52,5	5554	78
2083	4	3017	54,5	5927	79,5
2136	10,5	3231	60	6221	80
2189	17	3685	65	6381	80,5
2269	27	4058	69	»	»
2376	34,5	4352	72	»	»

La courbe correspondante est la courbe (1) de la figure 23.

II. L'axe du cristal est à 80^0 des lignes de force dans la position initiale.

⁽¹⁾ Voir page 64.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 80^\circ$

$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ
908	2,5	2269	34,5	4699	65
961	3,5	2510	41	5073	66,5
1255	6,5	2803	47	5340	68
1415	8,5	3017	50	5740	69
1655	14	3311	54,5	6007	69,5
1816	17	3471	56	6461	70,5
1896	22	3658	58,5	6808	71,5
2083	26,5	4032	61,5	»	»
2136	30	4432	63,5	»	»

La courbe représentative est la courbe (2) de la figure 23,
III. L'axe est à 70° des lignes de force dans la position initiale.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 70^\circ$

$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ
427	1	1816	24	3791	54
561	2	1949	27,5	4085	55,5
988	5,5	2136	31,5	4592	58,5
1095	7	2350	36,5	4913	59,5
1282	9,5	2643	41,5	5500	61,5
1468	13,5	2990	47	6034	62,5
1575	16,5	3231	49	6488	63,5
1682	20	3444	51	»	»

La courbe (3), figure 23, correspond à ces mesures.

IV. L'axe du cristal est initialement à 60° des lignes de force.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 69^\circ$

$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ
427	1°	2269	28°	4592	48°
801	4	2510	32	4939	49
1068	7	2777	35,5	5313	50
1362	12	3124	39	5634	51
1549	15,5	3337	41	5981	52
1789	20	3791	44	6622	53
1949	23	4165	46	»	»

Courbe (4), figure 23.

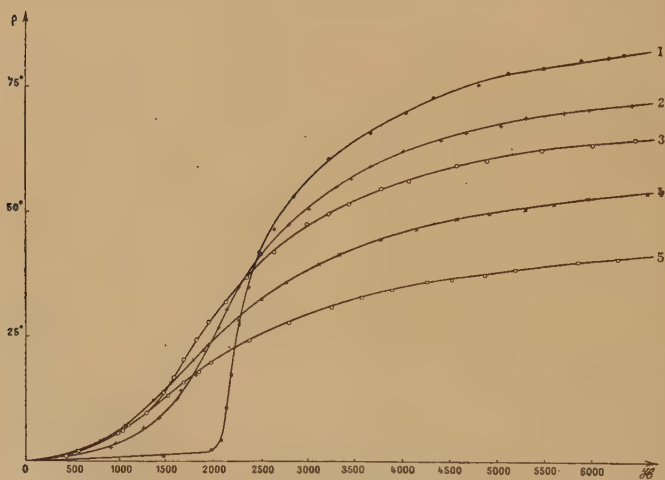


Fig. 23.

V. L'axe du cristal fait un angle de 45° avec les lignes de force dans la position initiale.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 45^\circ$

$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ
427	1°	1976	19,5	4539	36°
561	2	2376	24	4886	37
1015	6	2803	27,5	5206	38
1282	9,5	3337	30,5	5874	39
1521	13	3578	32,5	6301	40
1682	15,5	3898	34	6808	40,5
1842	17,5	4272	35,5	»	»

La courbe 5 de la figure 23 correspond à ce tableau.

Au moyen de la deuxième méthode, qui consiste comme je l'ai dit, dans la mesure du couple maximum agissant sur le cristal j'ai obtenu, avec le fil précédent, les résultats ci-dessous.

MÉTHODE DU COUPLE MAXIMUM

$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ
454	1,5	1949	27,5	3471	8°
908	6,5	2136	32,5	3738	97
1228	10,5	2376	39,5	4005	118
1495	15,5	2803	55,5	4539	147
1629	18,5	3017	62,5	5740	228
1816	23	3311	77	»	»

La courbe correspondante (fig. 24, courbe 1) est bien une parabole : elle montre que pour les champs les plus élevés la rotation de l'aiguille croît très vite en fonction du champ.

Des mesures ont également été faites par les deux méthodes précédemment indiquées mais avec un fil de suspension plus fin, pour montrer les variations d'allure des courbes

lorsqu'on change la constante de torsion du couple antagoniste. Dans ces expériences, le fil utilisé avait les dimensions suivantes : longueur 122 mm. ; diamètre $= \frac{5}{100}$ de mm. Une seule courbe a été tracée par la première méthode : elle cor-



Fig. 24.

respond au cas où le cristal est placé de telle sorte que son axe fasse un angle de 80° avec les lignes de force. Elle doit donc être comparée à la courbe correspondante (2) de la figure 23. Pour faciliter cette comparaison, j'ai tracé les deux courbes sur le même graphique (fig. 25) ; on voit que le changement du couple antagoniste de l'appareil permet d'obtenir des courbes d'allure variée. Les résultats des expériences se trouvent inscrits dans le tableau suivant.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
CAS OÙ LE COUPLE ANTAGONISTE EST PLUS FAIBLE

α	ρ	α	ρ	α	ρ
107	1,5	774	47,5	2136	73°
320	6	854	52	2456	74,5
427	13	988	57	3070	76
481	20,5	1121	61,5	3818	77
534	24,5	1335	66	5827	78
587	30,5	1495	68	»	»
694	40	1789	71	»	»

J'ai fait de même des mesures par la méthode du couple.

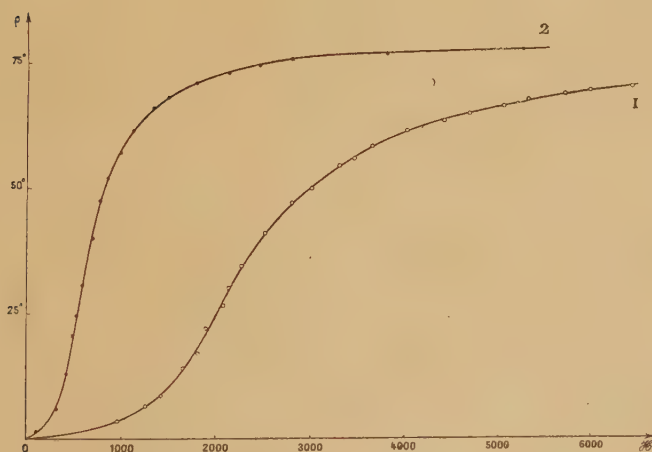


Fig. 25.

maximum en me servant de ce second fil d'argent. Les nombres obtenus figurent dans le tableau ci-dessous :

MÉTHODE DU COUPLE MAXIMUM

$\mathcal{E}$	ρ	$\mathcal{E}$	ρ	$\mathcal{E}$	ρ
267	8°	534	29°	934	79°
320	11,5	641	39	988	92
374	14	694	46	1041	102
427	19	774	54	1068	107
454	22	828	64	1148	119
507	24	881	71	»	»

La courbe correspondante, que l'on doit rapprocher de celle qui a été obtenue dans les mêmes conditions avec le fil de $1/10^{\circ}$ de millimètre de diamètre, se trouve dans la figure 24 (2).

6. Etude critique des qualités de l'appareil. — Ce qui précède montre que l'appareil peut être utilisé de façons assez différentes ; dans chaque cas, des avantages particuliers apparaissent et une discussion plus approfondie de ses qualités va nous permettre d'avoir de meilleurs renseignements à ce sujet.

Nous avons vu que lorsque le cristal peut tourner sous l'action du champ (première méthode), la position initiale de l'axe ternaire modifie très sensiblement les courbes $\rho = f(\mathcal{E})$ (fig. 21 et 23) et il en résulte que selon la valeur de l'angle θ_0 , déjà défini, l'allure de la graduation se trouvera profondément modifiée. Les schémas ci-dessous nous en donnent un exemple frappant. J'ai représenté (fig. 26) les diverses graduations qui correspondent aux mesures faites avec l'appareil à fil de torsion, lorsque l'axe fait dans la position initiale des angles de 90° , 80° , 70° , et 60° avec les lignes de force. L'aspect de ces graduations change notablement de l'une à l'autre. C'est le désir de développer une ou plusieurs qualités de l'appareil qui nous imposera des con-



$$\theta_0 = 90^\circ$$



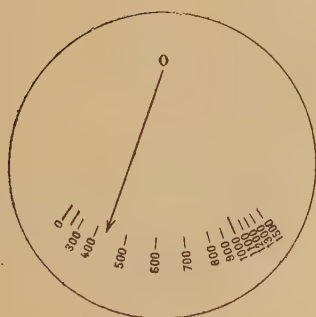
$$\theta_0 = 80^\circ$$



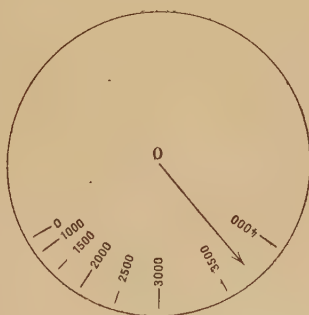
$$\theta_0 = 70^\circ$$



$$\theta_0 = 60^\circ$$



$$\theta_0 = 80^\circ \text{ (fil plus fin)}$$



Deuxième méthode

Fig. 26.

ditions précises de fonctionnement. Disons d'abord un mot de la sensibilité.

Pour la définir, désignons par ρ l'angle de rotation du cristal qui correspond à l'équilibre dans un champ $\mathcal{H}$. Lorsque celui-ci varie de $d\mathcal{H}$, ρ varie de $d\rho$ et la sensibilité est la limite du rapport

$$(21) \quad s = \frac{d\rho}{d\mathcal{H}},$$

lorsque $d\mathcal{H}$ tend vers zéro. Il est donc clair, d'après la définition, qu'il y a une sensibilité donnée en *chaque point* de la graduation et qui n'est autre que la valeur correspondante du coefficient angulaire de la tangente à la courbe $\rho = f(\mathcal{H})$, représentant les rotations en fonction du champ à mesurer.

Si cette courbe était une droite, la sensibilité s serait constante dans toute l'échelle : cela a lieu d'ailleurs dans beaucoup d'appareils de mesure.

Mais ici, elle présente un point d'inflexion qui correspond à un maximum de sensibilité de l'appareil (voir fig. 23). Faible au départ, la sensibilité croît ensuite, passe par le maximum et tend vers zéro lorsque le champ prend des valeurs très grandes. Ceci s'explique physiquement : tant que l'axe du cristal fait un angle supérieur à 45° avec les lignes de force du champ magnétique, si l'intensité de celui-ci augmente, $\sin 2(\theta_0 - \rho)$ croît également et le couple magnéto-cristallin qui est proportionnel à $\mathcal{H}^2 \sin 2(\theta_0 - \rho)$ croît pour ces deux raisons. Ensuite, lorsque $\theta < 45^\circ$, si $\mathcal{H}$ augmente, la rotation s'accroît également, mais $\sin^2(\theta_0 - \rho)$ diminue ; comme le couple antagoniste croît avec la rotation, pour une même variation de ρ , $\mathcal{H}$ doit augmenter beaucoup plus.

De l'allure du faisceau des courbes obtenues (fig. 23), il résulte immédiatement que si l'on veut une grande sensibilité pour des mesures de champs magnétiques compris entre

certaines limites on pourra construire l'appareil en plaçant l'axe du cristal à 90° environ des lignes de force dans la position initiale. Le couple antagoniste étant convenable, on pourra s'arranger pour que les champs à mesurer correspondent à la partie très ascendante de la courbe. Dans les figures 23 et 26 on voit par exemple que l'appareil possède une très grande sensibilité pour les champs compris entre 2 000 et 2 500 gauss. Ceci pourrait être utilisé pour vérifier la constance d'un champ magnétique au cours d'une expérience assez longue ; des variations du champ magnétique même très faibles, seraient ainsi décelées et il est possible, en adaptant un miroir sur le fil de torsion ou la tige mobile de l'appareil, d'obtenir une très grande précision dans une telle opération. Un enregistrement optique est même d'une application possible dans le cas d'expériences de très longue durée. C'est le cas par exemple des longues poses photographiques que l'on est parfois obligé de faire dans l'étude du phénomène de Zeeman, où la variation accidentelle du champ peut avoir des conséquences fâcheuses sur la netteté des raies dédoublées ⁽¹⁾.

Pour étendre au contraire le champ des mesures faites avec le Gaussmètre, il vaut mieux diminuer un peu la sensibilité vers le milieu de la graduation, pour l'augmenter au début (fig. 23).

Ceci se fait en orientant différemment l'axe du cristal dans la position initiale.

Dans une série de mesures faites au moyen d'un appareil donné ; il y a intérêt la plupart du temps à ce que la précision soit la même pour le début et la fin de la graduation : l'erreur relative est alors constante. C'est pourquoi je ne crois pas que les appareils où la rotation de l'organe mobile est pro-

(1) Un tel enregistrement serait susceptible de rendre des services pour noter les variations du champ magnétique pendant les longues poses faites au cours des expériences sur la déviation des rayons α et β .

portionnelle à la grandeur mesurée, soient l'idéal dans les mesures. Ces appareils ont en effet une *sensibilité constante* dans toute l'échelle ; mais *l'erreur relative* commise dans leur usage est beaucoup plus élevée pour le début que pour l'extrémité de la graduation.

Dans les mesures des champs magnétiques on peut définir cette erreur relative par :

$$(22) \quad \varepsilon = \frac{d\mathcal{H}}{\mathcal{H}},$$

$d\mathcal{H}$ étant la plus petite variation du champ, observable au moyen de l'appareil, autour de la valeur $\mathcal{H}$ du champ.

Dans le cas de la proportionnalité, $d\mathcal{H}$ est constant dans toute l'échelle il en résulte que ε varie en raison inverse de $\mathcal{H}$, comme je viens de l'indiquer.

Pour avoir une erreur relative constante, c'est-à-dire une précision toujours la même dans les mesures, il y aurait une condition à satisfaire qui est la suivante. On peut transformer l'expression de ε en lui adjoignant celle de la sensibilité écrite plus haut, ce qui donne

$$(23) \quad \varepsilon = \frac{d\rho}{s \cdot \mathcal{H}}$$

$d\rho$ est constant dans toute la graduation par un appareil donné (c'est la plus petite rotation observable de l'aiguille). Pour que ε fut constant il faudrait donc que le produit $s\mathcal{H}$ le fût aussi d'où cette condition : *pour qu'un appareil de mesure à déplacement de l'organe mobile* ⁽¹⁾ *donne la même précision dans toute son échelle, il faut que sa sensibilité varie en sens inverse de la grandeur mesurée.*

Dans ces conditions les intervalles de la graduation, larges au début, se resserrent à la fin. C'est presque exactement ce que l'on peut réaliser avec le gaussmètre et ceci était intéressant à signaler.

(1) Les appareils de zéro sont exclus de notre discussion.

Dans la deuxième méthode d'utilisation, dont j'ai dit quelques mots, la sensibilité a une valeur tout à fait différente. On a vu que la rotation de l'aiguille est reliée au champ $\mathcal{H}$ par la relation :

$$\rho = \frac{m(\gamma_1 - \gamma_2)}{2G} \mathcal{H}^2$$

la sensibilité est alors égale à :

$$(24) \quad s = \frac{d\rho}{d\mathcal{H}} = \frac{m(\gamma_1 - \gamma_2)}{G} \mathcal{H}.$$

Cette formule montre que la sensibilité est proportionnelle au champ magnétique ; les divisions de la graduation s'écartent donc de plus en plus dans les champs forts, mais la sensibilité est nulle au départ dans les champs faibles. C'est beaucoup pour cette raison que la méthode en question a été rejetée et que l'appareil actuellement construit n'est pas basé sur son principe.

En ce qui concerne l'amortissement, celui-ci est rendu très efficace par suite de la rotation du tube de laiton qui porte le cristal dans le champ magnétique où se fait la mesure.

Les courants de Foucault qui prennent naissance dans la partie métallique mobile de l'appareil assurent un freinage énergétique de celle-ci ; l'amortissement critique est même souvent dépassé ce qui constitue d'ailleurs plutôt un défaut.

L'inconvénient le plus sérieux dans l'usage du gaussmètre réside dans le fait que le couple d'orientation du cristal varie légèrement avec la température ambiante. La courbe tracée page 43 permet de connaître exactement cette variation. Cependant l'étude des variations thermiques du couple magnétique agissant sur l'oligiste nous montre que pour ce cristal le couple est une fonction croissante de la température, tandis que pour la sidérose il en est une fonction décroissante. Peut-être l'association de ces deux cristaux dans le même appareil permettra-t-elle d'obtenir la compensation désirée.

Une autre solution du problème consisterait à utiliser des spiraux antagonistes dont le couple de déformation serait une fonction décroissante de la température le taux de variation étant à peu près le même que pour la sidérose. Ces essais sont en cours à l'heure actuelle.

7. Discussion des erreurs provenant des défauts d'orientation du cristal. — Lorsqu'on utilise l'appareil dans une série de mesures, celles-ci peuvent être systématiquement entachées d'erreur si l'on ne prend pas soin d'orienter le cristal exactement comme il l'était au moment de l'étalonnage. Il est donc intéressant de déterminer l'ordre de grandeur de ces erreurs pour se placer dans les conditions où elles deviennent négligeables.

1° *Défauts de réglage de l'angle initial θ_0 .*

En inclinant l'appareil plus ou moins au moyen des vis calantes V, l'angle θ_0 qui définit la position initiale de l'axe ternaire du cristal peut varier de $d\theta_0$ d'une mesure à l'autre. Calculons l'erreur relative commise de ce fait sur la mesure du champ magnétique.

L'expression (16) donne :

$$\mathcal{H}^2 = \frac{2C}{m(\gamma_1 - \gamma_2)} \frac{\rho}{\sin 2(\theta_0 - \rho)}.$$

La valeur de $\mathcal{H}$ qui satisfait à cette relation pour une valeur donnée de l'angle de rotation ρ , est une fonction de l'angle θ_0 . Si θ_0 varie de $d\theta_0$ le champ $\mathcal{H}$ qui produit la rotation ρ varie de $d\mathcal{H}$ et l'on a en différentiant les deux termes :

$$\mathcal{H} d\mathcal{H} = - \frac{2C\rho}{m(\gamma_1 - \gamma_2)} \frac{\cos 2(\theta_0 - \rho)}{\sin^2 2(\theta_0 - \rho)} d\theta_0,$$

d'où :

$$(25) \quad \frac{d\mathcal{H}}{\mathcal{H}} = - \cotg 2(\theta_0 - \rho) d\theta_0.$$

Cette formule montre que l'erreur relative qui résulte d'une variation $d\theta_0$ donnée, dépend essentiellement de la position de l'aiguille sur la graduation ; elle s'annule et change de signe pour $\theta_0 - \rho = 45^\circ$, d'où $\rho = \theta_0 - 45^\circ$. L'axe du cristal fait à ce moment-là un angle de 45° avec les lignes de force du champ magnétique. Dans cette région les indications de l'appareil sont donc très peu affectées par l'erreur commise dans l'orientation du cristal. C'est au début et à la fin de la graduation que l'erreur relative est plus importante.

Dans la figure 27 j'ai tracé deux courbes représentant pour deux orientations très voisines θ_0 et $\theta_0 - d\theta_0$, les variations de la rotation du cristal en fonction du champ. Elles permettent de suivre très simplement la discussion suivante.

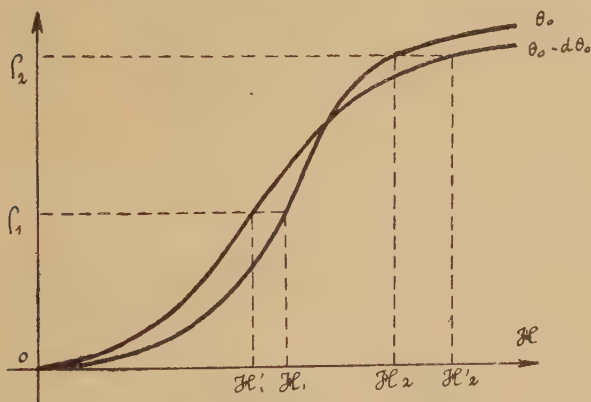


Fig. 27

La formule 25 montre qu'il y a une valeur de ρ pour laquelle l'erreur relative est nulle : $\rho = \theta_0 - 45^\circ$; c'est la valeur qui correspond à l'intersection des deux courbes. Tant que $\rho < \theta_0 - 45^\circ$, $d\theta$ et $d\theta_0$ sont de même signe ; il en résulte que si le défaut d'orientation du cristal a eu pour effet de diminuer θ_0 ($d\theta_0$ négatif ; c'est le cas de la figure) une rota-

tion donnée ρ_1 est obtenue pour un champ magnétique $\mathcal{H}'_1 < \mathcal{H}_1$. Les indications de l'appareil sont trop fortes au début de la graduation. Si la rotation de l'aiguille est plus grande que $\theta_0 - 45^\circ$, une rotation ρ_2 est obtenue pour un champ $\mathcal{H}'_2$ plus grand que le champ réellement indiqué $\mathcal{H}_2$. Les indications de l'appareil sont trop faibles à la fin de l'échelle.

Les conclusions sont exactement contraires aux précédentes dans le cas où $d\theta_0$ est positif.

Dans les appareils, θ_0 a la plupart du temps une valeur égale à 75° ; la rotation totale de l'aiguille est de 60° . L'angle $2(\theta_0 - \rho)$ varie donc de 150° (lorsque l'aiguille est au zéro) à 30° (rotation maximum).

Au point de vue pratique, une question intéressante est la suivante : quelle est la valeur maximum de $d\theta_0$ tolérable pour que l'erreur relative au début et à la fin de l'échelle ne dépasse pas une valeur donnée, par exemple $1/100^\circ$?

On a :

$$d\theta_0 = -\frac{d\mathcal{H}}{\mathcal{H}} \operatorname{tg} 2(\theta_0 - \rho) = -\frac{1}{100} \operatorname{tg} 2(\theta_0 - \rho) ;$$

ce qui donne pour les deux valeurs indiquées de θ_0

$$d\theta_0 = 0,00577 = 20 \text{ minutes.}$$

Il faut donc régler l'orientation initiale de l'axe de cristal à $1/3$ de degré près environ. Le niveau N placé sur le cadran permet d'obtenir facilement cette précision.

2° Défauts d'orientation de l'axe de rotation du cristal.

Toute la théorie du gaussmètre a été faite en supposant que l'axe de rotation du cristal (qui est l'axe OO' de l'appareil) est perpendiculaire au champ magnétique $\mathcal{H}$ (fig. 28).

Quelle est l'erreur relative commise sur la mesure si cet axe fait un angle φ avec la normale au champ ? Le couple

magnéto-cristallin, comme le montrent les équations générales (page 12), devient alors égal à :

$$\frac{1}{2} m(\chi_1 - \chi_2) \mathcal{H}^2 \sin 2\theta \cos^2 \varphi.$$

L'expression (16) est modifiée et devient :

$$\mathcal{H}^2 = \frac{2C\rho}{m(\chi_1 - \chi_2)} \sin 2\theta \cos^2 \varphi.$$

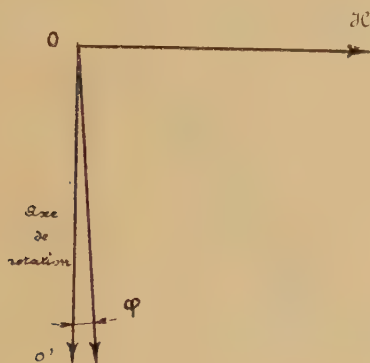


Fig. 28

Si φ varie de $d\varphi$ l'erreur relative sur $\mathcal{H}$ se calcule comme précédemment et l'on a :

$$(26) \quad \frac{d\mathcal{H}}{\mathcal{H}} = -\operatorname{tg} \varphi d\varphi.$$

Pratiquement φ sera toujours très voisin de zéro. En particulier, dans le cas d'une mesure dans des entrefers étroits, les défauts d'inclinaison de l'axe seront très faibles. Dans le cas de grands entrefers, φ pourra atteindre quelques degrés ; mais de toute façon l'erreur relative commise de ce fait sera du second ordre par rapport à φ et par conséquent négligeable.

II. — Gaussmètre fonctionnant avec un couple antagoniste de pesanteur.

Au lieu d'utiliser un couple de torsion pour équilibrer le couple magnéto-cristallin, on peut plus simplement avoir recours à un couple de pesanteur.

Le centre de gravité G de l'équipage mobile (fig. 29) doit être alors systématiquement placé en dehors de l'axe de rota-

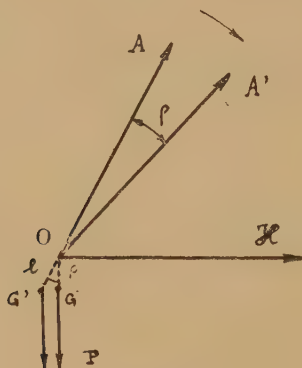


Fig. 29

tion OO' . On arrive à ce résultat en agissant sur les masselottes M_1 et M_2 fixées sous l'aiguille (fig. 18). La construction générale de l'appareil reste donc la même ; le spiral seul est enlevé.

En l'absence du champ magnétique la position d'équilibre est telle que le point G se trouve dans le plan vertical passant par l'axe OO' . Quand l'aiguille est au zéro de la graduation, on est sûr que l'angle θ_0 que fait, dans sa position initiale, l'axe du cristal avec les lignes de force du champ magnétique, a toujours la même valeur dans toutes les mesures. Ceci est un grand avantage lorsque le champ a ses lignes de force horizontales, car il n'y a plus aucune incertitude dans le réglage de l'orientation initiale du cristal (on a vu que sur

l'appareil à spirale ce réglage nécessite l'emploi d'un niveau d'orientation placé sur le cadran).

1. Etude théorique. — Soit alors O la projection de l'axe de rotation (fig. 29), P le poids de l'équipage mobile, posons $OG = 1$. Quand le champ agit sur le cristal, l'axe de celui-ci tourne d'un angle ρ et vient en OA' ; OG passe en OG' et dans la position d'équilibre, le moment du couple magnéto-cristallin est égal au moment du couple de pesanteur; ce qui donne :

$$Pl \sin \rho = \frac{1}{2} m(\chi_1 - \chi_2) \mathcal{H}^2 \sin 2(\theta_0 - \rho)$$

d'où :

$$(27) \quad \mathcal{H}^2 = \frac{2Pl}{m(\chi_1 - \chi_2)} \frac{\sin \rho}{\sin 2(\theta_0 - \rho)} = C \frac{\sin \rho}{\sin 2(\theta_0 - \rho)},$$

en posant :

$$C = \frac{2Pl}{m(\chi_1 - \chi_2)}.$$

Il y a dans cette expression une constante arbitraire θ_0 et comme précédemment l'aspect de la graduation dépend de la valeur de cette constante.

L'expression (27) montre que l'on peut calculer le champ $\mathcal{H}$ qui correspond à une rotation ρ de l'aiguille pour une valeur donnée de l'angle θ_0 .

2. Résultats expérimentaux. — J'ai inscrit dans les tableaux ci-dessous les angles de rotation ρ exprimés en degrés et les valeurs correspondantes, en gauss, du champ magnétique $\mathcal{H}$, dans les cas où l'on donne à θ_0 les valeurs suivantes : 90° ; 80° ; 70° ; 60° et 45° .

La constante C a été choisie de telle façon que les résultats qui vont suivre soient comparables à ceux qui figurent dans les tableaux des pages 70 et suivantes.

1° L'axe du cristal fait un angle $\theta_0 = 90_0$ avec les lignes de force du champ, dans sa position initiale.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 90^\circ$

ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$
0°	2100	35°	2343	70°	3630
5	2124	40	2421	75	4170
10	2136	45	2520	80	5088
15	2157	50	2646	85	7185
20	2187	55	2802	90	∞
25	2229	60	3000	»	»
30	2280	65	3261	»	»

2° L'axe du cristal est à 80° dans les lignes de force dans la position initiale.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 80^\circ$

ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$
0°	0	30°	2136	60°	3450
5	1251	35	2271	65	4050
10	1560	40	2421	70	4980
15	1743	45	2601	75	7080
20	1884	50	2820	80	∞
25	2010	55	3090	»	»

3° L'axe est à 70° des lignes de force dans la position initiale.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
POUR $\theta_0 = 70^\circ$

ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$
0°	0	25°	2050	50°	3270
5	1011	30	2136	55	3840
10	1281	35	2246	60	4770
15	1575	40	2583	65	6840
20	1767	45	2880	70	∞

4° L'axe est à 60° des lignes de force dans sa position initiale.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
 POUR $\theta_0 = 60^\circ$

ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$
0°	0	25°	2010	50°	5470
5	912	30	2277	55	6510
10	1263	35	2595	60	∞
15	1524	40	3000	»	»
20	1767	45	3570	»	»

5° L'axe du cristal est initialement à 45° des lignes de force.

ANGLE DE ROTATION DU CRISTAL EN FONCTION DU CHAMP
 POUR $\theta_0 = 45^\circ$

ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$	ρ	$\mathcal{H}$
0°	0	20°	2004	40°	5760
5	282	25	2430	45	∞
10	1290	30	3000	»	»
15	1638	35	3870	»	»

Les résultats qui précèdent ⁽¹⁾ mis en parallèle avec ceux qui sont fournis par les figures 23 et 26 montrent que lorsque le couple antagoniste est dû soit à la torsion, soit à la pesanteur, l'allure générale de la graduation reste la même. Il y a dans le champ d'utilisation de l'appareil un maximum de sensibilité et celle-ci diminue vers les deux bouts de l'échelle. Cependant les divisions se resserrent un peu moins vite dans les champs forts lorsqu'on emploie un couple antagoniste de pesanteur. A ce point de vue encore, cette méthode d'utilisation du gaussmètre peut sembler préférable à la première.

⁽¹⁾ Je n'ai pas tracé les courbes correspondantes qui ont très sensiblement la même allure que celle de la figure 23.

III. — Oscillographe pour champs magnétiques variables.

Sur le principe du gaussmètre on peut construire un oscillographe pour l'étude et l'enregistrement des champs magnétiques variables. J'ai réalisé cet appareil de la manière suivante.

Un petit cristal de 2 mm. de côté choisi sous la forme d'une petite lame mince est collé sur le fil f pincé à ses deux extrémités dans deux mandrins m_1 et m_2 (fig. 30).

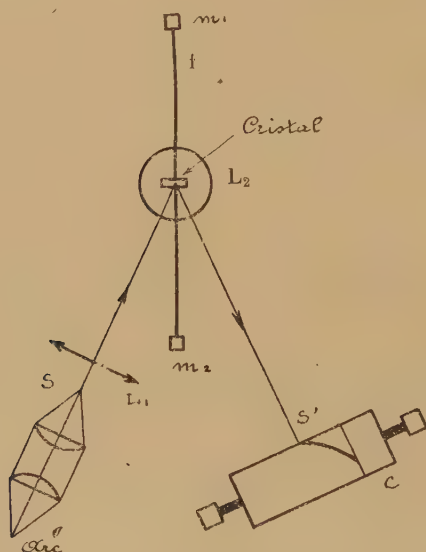


Fig. 30.

L'appareil, très simple on le voit, est porté par une potence qui permet de placer exactement le cristal à l'endroit où l'on désire faire la mesure.

L'enregistrement se fait de la manière suivante.

Un trou S de $3/10^e$ de millimètre de diamètre est vivement

illuminé au moyen d'un condenseur par la lumière qui provient d'un arc Garbarini. Ce trou est placé au foyer d'une lentille L_1 qui donne un faisceau de rayons parallèles; ceux-ci tombent sur une lentille L_2 de 2 m. de distance focale disposée près du cristal. Les rayons après s'être réfléchis sur le cristal repassent dans la lentille L_2 qui fournit une image S' sur un cylindre enregistreur C recouvert d'une feuille de papier photographique. L'axe de rotation du cylindre C est horizontal, tandis que le cristal tourne autour d'un axe vertical (le fil f).

Lorsqu'on crée un champ magnétique à l'endroit où se trouve placé le cristal, celui-ci tourne d'un certain angle et l'image S' se déplace suivant une droite horizontale. Si l'on fait en même temps tourner le cylindre C , la courbe des variations du champ en fonction du temps s'inscrit sur le papier sensible. Il est possible d'enregistrer soit des variations lentes soit des variations rapides du champ.

Le cristal peut avoir en effet un moment d'inertie très faible ce qui lui permet d'obéir aux variations instantanées. Le temps est lui-même inscrit grâce à une horloge qui bat la seconde.

L'oscillographe ainsi utilisé présente un réel intérêt pour étudier par exemple comment varie le champ magnétique en fonction du temps dans l'entrefer d'un électro-aimant soit au moment où on lance le courant, soit quand on coupe celui-ci. Des renseignements peuvent être fournis par les courbes obtenues sur les effets de self-induction dans le circuit lors de ces deux opérations. Le même appareil, convenablement modifié, permettrait d'ailleurs d'étudier les mêmes phénomènes dans les entrefers des générateurs de courant de grande puissance et il est possible qu'à ce point de vue il puisse rendre quelques services.

J'ai reproduit ci-dessous quelques enregistrements qui permettent de se rendre compte de ces phénomènes.

Ils ont été obtenus, en faisant varier, les conditions de

l'expérience, avec le gros électro-aimant du Laboratoire des Recherches Physiques (noyaux de 20 cm. de diamètre).

On sait que lorsqu'un circuit contient une self-induction le courant ne s'établit ou ne disparaît que progressivement suivant une loi exponentielle. Il en est de même du champ magnétique créé par le courant. La self-induction d'un électro-aimant étant particulièrement importante, ces phénomènes sont assez faciles à mettre en évidence.

Dans la figure 31 a été enregistrée la période d'établissement du champ magnétique dans l'entrefer au moment où on lance le courant dans l'électro-aimant. Voici comment j'opérais. Le rhéostat de démarrage (fig. 3) étant en court-circuit je fermais brusquement l'interrupteur général. La fermeture était donc rapide.

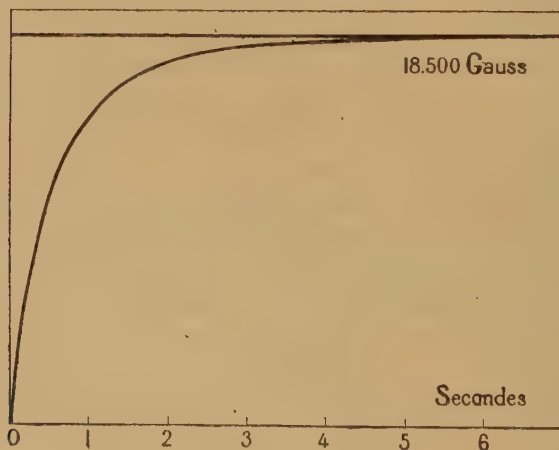


Fig. 31.

On peut constater que le champ magnétique n'arrive que progressivement à sa valeur définitive; pratiquement le cliché montre que cette valeur est atteinte au bout de 6 secondes.

Le courant lancé dans l'électro-aimant avait une intensité de 18 ampères et le champ permanent produit dans l'entrefer était de 18 500 gauss.

La courbe suivante (fig. 32) se rapporte à une coupure faite brusquement au moyen de l'interrupteur général sur le même courant de 18 ampères.

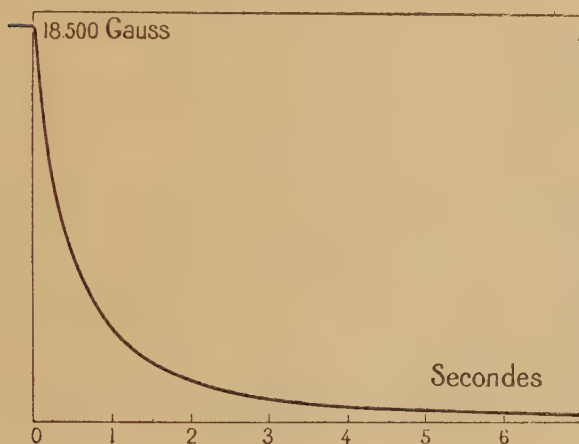


Fig. 32.

La disparition du champ, quoique très rapide, n'est pas instantanée et l'on aperçoit sur le cliché qu'au bout de 7 secondes le champ magnétique n'est pas encore nul dans l'entrefer.

Au lieu de couper d'une façon aussi brutale — ce qui serait dangereux pour l'électro-aimant, surtout si le courant était plus intense — j'ai opéré de la façon normale en employant le rhéostat de démarrage : celui-ci introduit progressivement une résistance assez grande en circuit, ce qui diminue l'intensité du courant au moment de la coupure. A l'un des bouts de ce rhéostat se trouve un plot de court-

circuit qui est touché un instant très court au moment où le secteur circulaire passe en contact avec lui (voir page 20).

La figure 33 traduit bien toutes les phases de la coupure. On y voit très nettement enregistré le contact avec le plot de court-circuit ; mais la disparition du champ est encore très rapide et les effets de self-induction susceptibles de mettre en

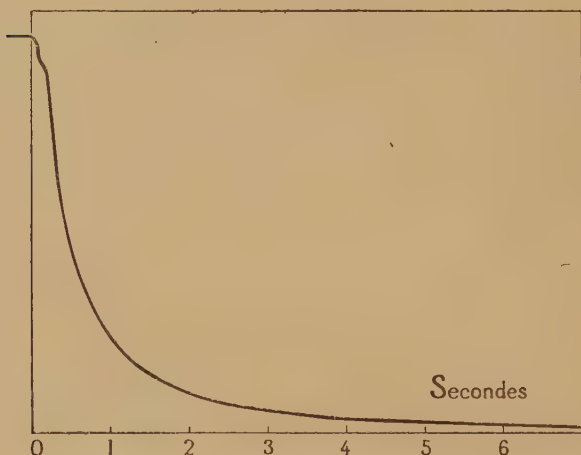


Fig. 33.

danger l'isolement des spires dans l'électro-aimant sont même dans ce cas très importants.

Dans la figure suivante (34) se trouve enregistrée la période de disparition du champ magnétique dans le cas où, à la fin de la manœuvre du rhéostat de coupure, on laisse effectivement l'électro-aimant en court-circuit ⁽¹⁾ (Dispositif de Foucault).

La disparition du champ magnétique se fait *très lentement*. On peut constater qu'après 14 secondes le champ n'est

(¹) Pour cela on empêche le doigt du secteur métallique de quitter le plot de court-circuit au moyen d'une butée.

pas encore nul (on aperçoit en bas et à gauche la suite de l'enregistrement au deuxième tour du cylindre enregistreur).

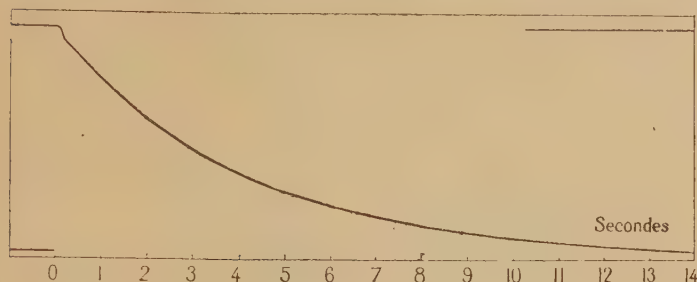


Fig. 34.

Le montage de Foucault est donc *très efficace* et donne beaucoup de sécurité au moment de la coupure en évitant les surtensions locales dans le circuit électrique.

Enfin, j'ai également étudié l'effet de la soupape électrolytique de Royer disposée en dérivation aux bornes de l'électro-aimant (fig. 35). Cette soupape n'était pas en circuit dans les enregistrements précédents. La coupure a été faite au moyen du rhéostat de démarrage, mais en quittant le plot de court-

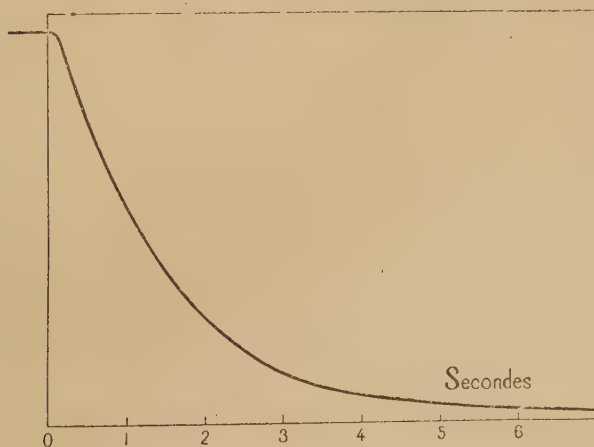


Fig. 35.

circuit. Cette figure doit être comparée à la figure 32. Le rapprochement des deux courbes montre nettement l'efficacité de la soupape au moment de la rupture ; toutefois elle est bien moins importante que celle du court-circuit.

Dans les enregistrements originaux le déplacement du spot lumineux est de 16 cm. environ pour un champ de 18500 gauss. J'aurais pu obtenir le double en agissant sur l'orientation du cristal. Celui-ci est très petit et il est collé sur un fil d'argent de 22/100^e de millimètre. La sensibilité de l'appareil est donc grande.

J'ai répété les mêmes expériences, mais dans des conditions un peu différentes, sur le grand électro-aimant de l'Académie des Sciences installé à l'Office national des Recherches et Inventions à Bellevue. Cela m'a permis d'étudier les mêmes phénomènes avec un électro-aimant normalement excité.

Le dispositif de manœuvre du courant a été décrit dans une brochure spéciale consacrée au grand électro-aimant ⁽¹⁾. Rappelons brièvement que l'électro-aimant est alimenté par deux génératrices couplées en parallèle. Le courant d'excitation de ces génératrices est fourni par une petite dynamo dont le circuit inducteur est excité par le courant d'une batterie d'accumulateurs ; c'est exclusivement sur ce courant d'excitation de l'excitatrice que l'on agit.

Pour couper le courant qui passe dans l'électro-aimant, on coupe le courant d'excitation de l'excitatrice. En réalité, à cause du magnétisme rémanent des inducteurs des machines, cette manœuvre ne suffit pas pour annuler complètement le courant dans l'électro-aimant ; pour arriver à ce résultat, il faut inverser un instant très court le courant d'excitation. Ces opérations se font très rapidement, en quelques secondes, mais je ne pouvais pas espérer enregistrer des phénomènes simples lors de la rupture.

⁽¹⁾ A. COTTON et G. MABBOUX. *Recherches et Inventions*, décembre 1929.

Le dispositif expérimental que j'ai employé m'a permis de *mettre en court-circuit* l'électro-aimant sous sa charge normale (400 ampères ; 232 volts), et d'enregistrer dans ces conditions la diminution lente du champ dans l'entrefer.

L'expérience est installée de la façon suivante. Sur la ligne

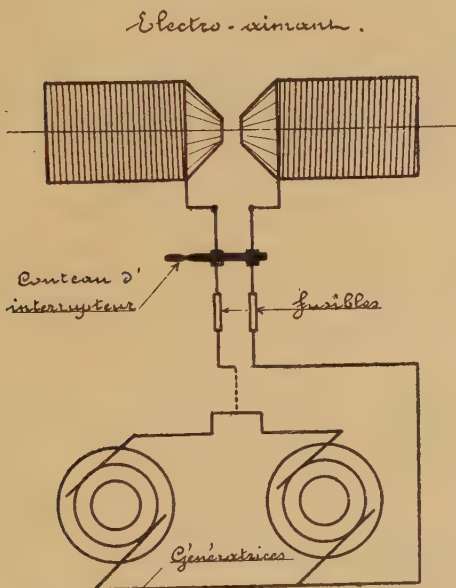


Fig. 36.

d'alimentation de l'électro-aimant on introduit, contrairement aux prescriptions établies pour l'emploi de cet instrument, deux fusibles. Ces fusibles ont été soigneusement choisis et étudiés au préalable, ils supportent pendant deux heures le courant de 400 ampères qui, en régime permanent, passe dans l'électro-aimant. On s'est assuré, d'autre part, que des fusibles pareils, ayant les *mêmes caractéristiques*, fondent dès qu'un courant de 450 ampères les traverse. Le court-circuit est réalisé (fig. 36) par la manœuvre d'un gros

couteau à lames multiples pouvant supporter 1 000 ampères ; celui-ci est enclenché très brusquement sur un signal donné par l'opérateur. A ce moment, les génératrices sont également mises en court-circuit et l'intensité du courant qu'elles débitent croît très rapidement, mais presque aussitôt les fusibles explosent ⁽¹⁾ mettant hors de danger les machines et l'électro-aimant hors circuit. Le courant, prolongé par l'effet de self diminue alors lentement dans l'électro-aimant et on enregistre la variation du champ dans l'entrefer. Le dispositif d'enregistrement est le même que celui qui m'avait précédemment servi.

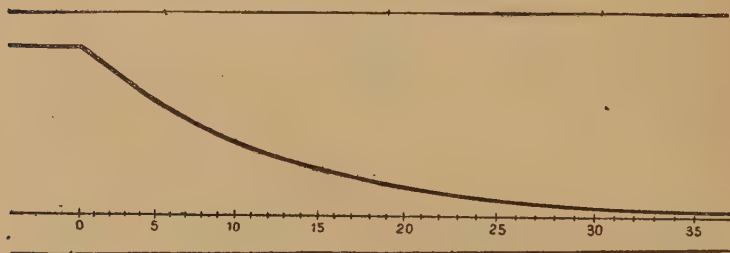


Fig. 37.

On peut voir sur le cliché 37 qu'au bout de 35 secondes le champ n'est pas encore nul.

Voici ce que l'interprétation de la courbe obtenue par ce procédé permet de penser :

Si l'on prend les logarithmes des ordonnées et qu'on trace une nouvelle courbe en portant en abscisses les temps et en ordonnées les logarithmes des champs correspondants, on trouve que pour le début et la fin du phénomène les

(1) L'expérience est assez impressionnante. Au moment où les fusibles explosent jaillit une gerbe de flammes de 1 m. 50 de hauteur environ. C'est pour éviter ces tensions élevées lors d'une rupture accidentelle que l'emploi de fusibles est strictement interdit, en marche normale, dans le circuit du gros électro-aimant.

points se placent de façon très satisfaisante sur une droite : la droite du début ayant une pente différente de l'autre ; ces deux droites sont réunies par une partie courbe.

On sait que dans un circuit dont le coefficient de self-induction L est indépendant du courant qui traverse le circuit, si l'on désigne par I_0 l'intensité du courant qui passe en régime permanent lorsqu'une force électromotrice E se trouve en circuit, la suppression brusque de cette force électromotrice produit une diminution du courant qui a dès lors pour valeur à l'instant t :

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}.$$

R désignant la résistance du circuit.

Le champ produit en un point quelconque à l'intérieur du circuit varie suivant la même loi.

Il n'en est plus ainsi lorsque le coefficient de self-induction varie avec l'intensité du courant, ce qui a lieu dans les circuits contenant du fer comme c'est le cas d'un électro-aimant.

Néanmoins, si l'on se trouve dans des régions où la courbe d'aimantation en fonction du champ magnétisant est sensiblement une droite, le coefficient L a encore une valeur définie. Ceci se produit pour de faibles et de fortes excitations de l'électro-aimant. Dans le cas des excitations moyennes, au contraire L varie beaucoup et le phénomène est plus complexe.

On peut voir, d'après ces exemples, que les cristaux peuvent être utilisés avec profit dans la connaissance de l'état magnétique des noyaux aimantés.

CONCLUSION

En résumé, au cours du présent travail, j'ai installé au laboratoire des dispositifs permettant de faire des recherches sur les propriétés magnétiques des cristaux orientés.

Je me suis servi de ces dispositifs pour faire l'étude thermique de chacun des coefficients principaux d'aimantation de trois substances : la *sidérose* CO^3Fe ; l'*oligiste* Fe^2O^3 et la *dialogite* CO^3Mn . J'ai vérifié que la loi de Weiss s'applique à la sidérose et à la dialogite ; mais l'oligiste paraît avoir des propriétés particulières et nettement différentes de celles des autres cristaux.

Enfin, j'ai construit un appareil nouveau, appelé gaussmètre, qui permet, par une simple lecture sur une graduation, de mesurer un champ magnétique. J'ai utilisé cet appareil au cours des mesures pour faire des études topographiques des champs magnétiques fournis par le gros électroaimant du laboratoire et je l'ai adapté à l'enregistrement des champs magnétiques variables.



I. — Installation pour la mesure des champs magnétiques.



II. — Installation pour la mesure des couples.



III. — Gaussmètre à lecture directe.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	I
PREMIÈRE PARTIE. — <i>Mesure des coefficients d'aimantation des cristaux.</i>	5
CHAPITRE PREMIER. — <i>Méthodes de mesure</i>	6
1. Méthode dynamique de P. Sève	6
2. Méthode de P. Weiss	7
3. Mesure du coefficient moyen	8
4. Théorie des méthodes de mesure dans le cas des cristaux	10
5. Force s'exerçant suivant l'un quelconque des axes	12
6. Couple	12
7. Cas des uniaxes	13
8. Première méthode.	13
9. Deuxième méthode	15
CHAPITRE II. — <i>Appareils de mesure.</i>	18
1. Electro-aimant	18
2. Mesure du champ magnétique	22
3. Mesure du champ étalon	22
4. Mesure des champs fournis par le gros électro-aimant	23
5. Four de chauffage.	25
6. Repérage des températures	28
7. Mesure de la constante de torsion des fils	30
8. Appareil pour la mesure de la différence des coefficients d'aimantation.	31
9. Appareil pour la comparaison des coefficients d'aimantation.	35
10. Réglages.	36
CHAPITRE III. — <i>Les mesures des coefficients principaux d'aimantation. Résultats.</i>	39

	Pages
I. Mesure de la différence des coefficients principaux d'aimantation	39
1. Marche d'une expérience.	39
2. Sidérose.	40
3. Oligiste.	43
4. Dialogite.	45
II. Mesure du rapport des coefficients d'aimantation	47
1. Marche d'une expérience.	48
2. Corrections.	49
3. Résultat des mesures. Sidérose.	49
4. Oligiste.	52
5. Dialogite.	54
6. Précision obtenue dans l'ensemble des mesures.	56
DEUXIÈME PARTIE. — <i>Appareil à lecture directe pour la mesure des champs magnétiques « Gaussmètre »</i>	
I. <i>Gaussmètre utilisant un couple antagoniste de torsion</i>	58
1. Description de l'appareil.	58
2. Etude du fonctionnement du gaussmètre.	62
3. Première méthode.	63
4. Deuxième méthode.	68
5. Résultats expérimentaux.	69
6. Etude critique des qualités de l'appareil.	76
7. Discussion des erreurs provenant des défauts d'orientation du cristal.	82
II. <i>Gaussmètre fonctionnant avec un couple antagoniste de pesanteur</i>	86
1. Etude théorique.	87
2. Résultats expérimentaux.	87
III. <i>Oscillographe pour champs magnétiques variables</i>	90
CONCLUSION	100
TABLE DES MATIÈRES	101

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Essai d'une théorie moléculaire du diamagnétisme des cristaux.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 31 Mai 1930.

Le Doyen de la Faculté des Sciences.

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

